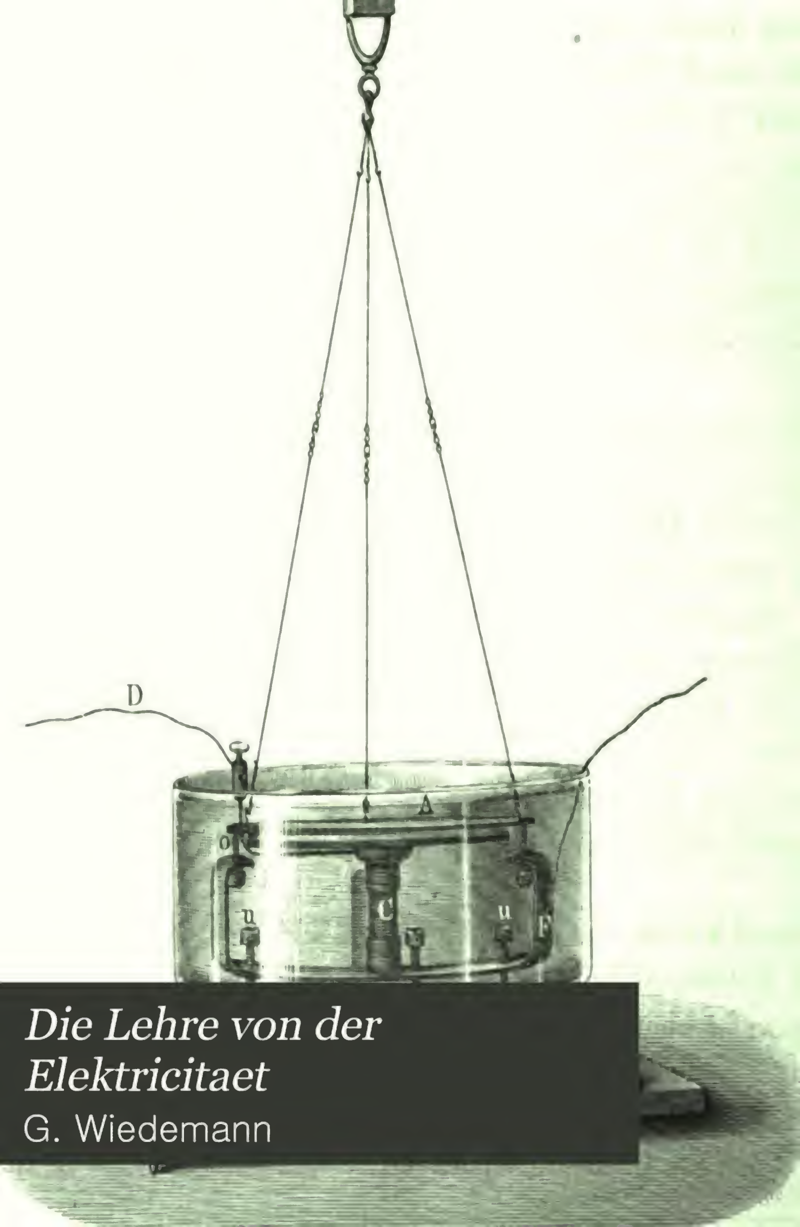



# Die Lehre von der Elektricitaet

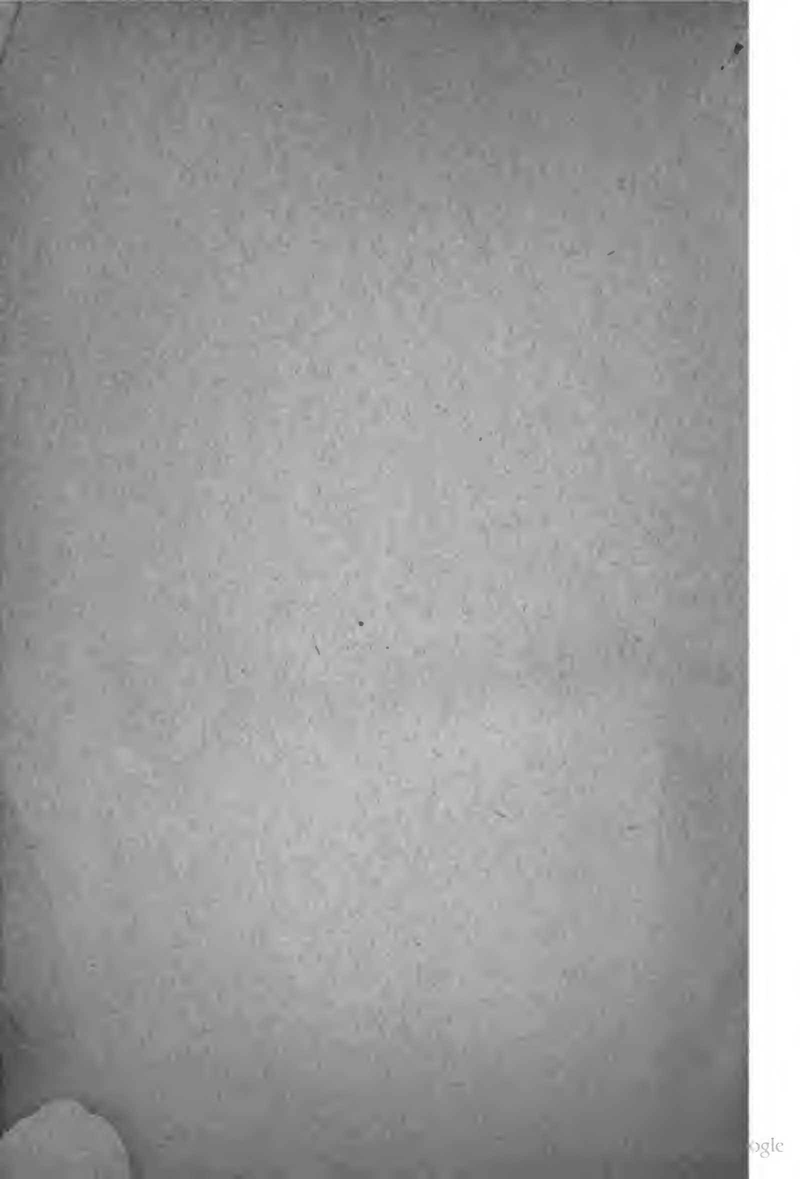
G. Wiedemann











DIE LEHRE

VON DER

# ELEKTRICITÄT.

---

VIERTER BAND.

ZWEITE ABTHEILUNG.

---



Holzstiche
aus dem xylographischen Atelier
von Friedrich Vieweg und Sohn
in Braunschweig.

Papier
aus der mechanischen Papier-Fabrik
der Gebrüder Vieweg zu Wendhausen
bei Braunschweig.

# DIE LEHRE

VON DER

# ELEKTRICITÄT

VON

GUSTAV WIEDEMANN.

---

ZUGLEICH ALS DRITTE VÖLLIG UMGEARBEITETE AUFLAGE DER LEHRE VOM GALVANISMUS UND ELEKTROMAGNETISMUS.

---

VIERTER BAND.

MIT ZAHLREICHEN IN DEN TEXT EINGEDRUCKTEN HOLZSTICHEN.

---

ZWEITE ABTHEILUNG.

---

BRAUNSCHWEIG,
DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN.
1885.

## VORWORT ZUM VIERTEN BANDE.

Die mit der zweiten Abtheilung des vierten Bandes abgeschlossene „Lehre von der Elektricität“ ist nach den in der Vorrede zum ersten Bande erwähnten Grundsätzen bis zu Ende durchgeführt worden. Um dem Werke auch eine bestimmte zeitliche Begrenzung zu geben, wurde in den Nachträgen die neuere Literatur bis gegen den Schluss des Jahres 1884 berücksichtigt.

Ohne einen bis in das Einzelne fest gegliederten Plan wäre es nicht möglich gewesen, die grosse Fülle des Materials zu einem wohl geordneten wissenschaftlichen Gebäude zusammenzufügen. Da derselbe indess in der Menge der Einzelheiten nothwendig zurücktritt, habe ich in dem dem Werke beigefügten „ausführlichen Inhaltsverzeichniss“ die Disposition kurz wiederzugeben versucht. Die Auffindung der in ihrem Zusammenhange dargestellten Thatsachen dürfte dadurch wesentlich erleichtert werden.

Das Sach- und Namenregister hat Herr G. Wertheim in Frankfurt a. M. zu bearbeiten die Güte gehabt.

Durch vielfache Mittheilungen von Originalbeiträgen und Abhandlungen bin ich von meinen wissenschaftlichen Freunden auch bei der Abfassung dieses Werkes auf das Freundlichste unterstützt worden. Ich erlaube mir, denselben dafür meinen besten Dank auszusprechen.

Leipzig, den 1. Juni 1885.

G. Wiedemann.

# INHALT.

## VII. Elektrisches Verhalten der Gase.

(Fortsetzung.)

### Zweites Capitel.

## Drittes Capitel.



## Viertes Capitel.



# VIII. Absolutes Maass der elektrischen Constanten.



# IX. Theoretisches Schlusscapitel.





## Zweites Capitel.

# Elektrisches Verhalten der Gase von grösserer Dichtigkeit.

## I. Zerstreuung der Elektricität.

779 In Gasen von höherer Dichtigkeit und niederer Temperatur hat man keine eigentliche Leitung der Elektricität wahrnehmen können, dagegen hat man vielfach vermuthet, dass die an einen elektrisirten Körper anliegenden Gasmolecüle sich ihm gleichnamig laden könnten, fortgestossen würden und so anderen unelektrischen Molecülen Platz machten, welche ebenso geladen und fortgestossen würden. So würde der Körper allmählich mittelst Convection entladen. Dieser Vorgang sollte der der langsamen Elektricitätszerstreuung in der Luft sein.

Directe Versuche von Hittorf[1]) ergeben indess, dass ganz reiner trockener Wasserstoff nicht leitet. Er befestigte in einer mit einer Quecksilber-Luftpumpe verbundenen Glasröhre an einem langen Schellackstäbchen ein paar Goldblättchen und lud sie durch eine mittelst eines Stöpsels drehbare Messingfeder. War die Röhre mit wohl getrocknetem Wasserstoff gefüllt und auf dem Boden derselben wasserfreie Phosphorsäure ausgebreitet, so war bei gewöhnlichem Druck und auch bei starker Verdünnung die Ladung der Blättchen noch nach vier Tagen deutlich sichtbar.

780 Dennoch verliert sich die Elektricität eines geladenen Leiters allmählich in die umgebende Luft, auch ohne die sichtbare Gegenwart ande-

[1]) Hittorf, Wied. Ann. 7, p. 595, 1879*. — Aeltere Versuche, nach denen ein geladenes Elektroskop in ganz trockener und reiner Luft unter der Glocke der Luftpumpe, auch nach der Verdünnung der Luft sich nicht entladet, siehe u. A. Dessaignes, Journ. de Phys. Mars 1814; Gilb. Ann. 48, p. 50, 1814*. Harris, Phil. Trans. 1834, p. 224, 244*. Riess, Dove's Rep. 2, p. 15, 1838*.

rer Leiter, zu welchen diruptive Entladungen übergehen könnten. Dieser Vorgang ist lange beobachtet und namentlich von Coulomb[1]) bei seinen Untersuchungen mit der Drehwage studirt worden. Dabei hat er, wie schon l. c. erwähnt worden ist, den Elektricitätsverlust durch die die geladenen Leiter tragenden schlechtleitenden Körper, die Stützen, von der Zerstreuung in die Luft gesondert.

781 Der Verlust der Ladung durch die Stützen muss nach den Gesetzen von Ohm für die Ladungszeit Bd. I, §. 396 u. flgde. vor sich gehen. Dieser Elektricitätsverlust erfolgt anfangs, wenn der Abfall von der Elektricitätsquelle aus sehr bedeutend ist, sehr schnell, sodann langsamer, bis sich nach der definitiven Ladung der Stützen ein constanter schwacher Elektricitätsstrom durch dieselben zu den sie tragenden Leitern herstellt. Je nachdem hierbei die Oberfläche der Stützen Elektricität an die umgebende Luft abgiebt oder nicht, gestalten sich die Verhältnisse entsprechend den Berechnungen des Bd. I, §. 395 u. flgde. verschieden.

782 Diese Ladung und Leitung der Stützen ist zuerst, etwa nach Coulomb durch Anwendung mehrerer Stützen statt einer unter sonst gleichen Verhältnissen, zu untersuchen, ehe aus dem gesammten Ladungsverlust eines Leiters nach Abzug jenes Einflusses die Zerstreuung in das umgebende Gas berechnet werden kann.

Ueberall wo diese beiden Bedingungen nicht getrennt sind, können sich keine exacten Resultate ergeben.

783 Ueber die Elektricitätszerstreuung sind ausser von Coulomb noch mannigfache Versuche angestellt worden, meist mit der Drehwage, in welcher elektrisirte Kugeln oder mit ihrer Ebene vertical gestellte Metallscheiben, welche an dem an einem Draht oder an zwei Coconfaden bifilar aufgehängten Schellackbalken befestigt waren, gleichen festen Kugeln oder Scheiben gegenüber gestellt wurden. Die Körper wurden an einander gebracht, elektrisirt und ihre Abstossung gemessen. Dellmann[2]) verband die geladenen Körper (Kugeln) mit seinem Elektrometer und maass dessen Ausschlag alle 5 bis 11 Minuten. In ähnlicher Weise verfuhr Narr (siehe weiter unten). So ergaben sich die folgenden Resultate.

Ist $\alpha$ der Zerstreuungscoefficient, $q_0$ die Elektricitätsmenge in einem geladenen Körper zur Zeit Null, $q$ dieselbe zur Zeit $t$, so ist nach Coulomb's Versuchen (vergl. Bd. I, §. 51)

$$\alpha = \frac{1}{t} \log \frac{q_0}{q} \quad \text{oder } q = q_0 e^{-\alpha t}.$$

[1]) Coulomb, s. Bd. 1, §. 50. — [2]) Dellmann, Schlömilch Zeitschr. 11, p. 325, 1866*.

Dieses Resultat ist von Dellmann, l. c., Charault[1]) und Warburg[2]) mit der Drehwage bestätigt worden. Nach der Ladung der Stützen, wo also der Elektricitätsverlust durch dieselben sehr klein geworden ist, wird $\alpha$ von der ursprünglichen Ladung $q_0$ innerhalb gewisser Grenzen unabhängig.

Nach Matteucci[3]) soll in einer geschlossenen Drehwage der Zerstreuungscoefficient mit zunehmender Ladung etwas abnehmen. Der Grund ist wohl der, dass sich in dem engen Raume mit wachsender Ladung auch die Wände der Drehwage stärker laden und somit die elektrisirte Luft nicht mehr so schnell ihre Ladung an dieselben abgiebt.

784 Bei verschieden grossen Kugeln ist der Zerstreuungscoefficient innerhalb gewisser Grenzen, wie sie meist bei Versuchen mit der Drehwage nicht überschritten werden, unter sonst gleichen Umständen der gleiche, so z. B., als Coulomb die bewegliche Kugel seiner Drehwage unverändert geladen liess und die Standkugel durch eine Kugel von doppeltem Durchmesser ersetzte und sie stärker oder schwächer lud, als die bewegliche Kugel; oder sie durch Scheiben von Metall und Papier, eine Hollundermark- oder Siegellackkugel ersetzte, oder den Verlust an einer Kugel von 1 Fuss Durchmesser, Cylindern, auch Kugeln mit Drahtfortsätzen untersuchte[4]).

785 Bei Verdünnung der Gase nimmt cet. par. die Zerstreuung ab[5]).

Bei gleichbleibenden Stützen ist nach Warburg l. c. bei Verdünnung der Luft auf 70 mm Druck der Verlust etwa nur $^1/_3$ von dem bei gewöhnlichem Druck, so dass also mindestens $^2/_3$ des Verlustes der Zerstreuung durch die Luft zuzuschreiben sind (wenn nicht auch die Oberfläche der Stützen vielleicht in der verdünnten Luft weniger Elektricität abgiebt).

Nach Coulomb und auch Matteucci ist der Verlust in trockner Luft ungefähr proportional der Dichtigkeit.

In Kohlensäure und Luft ist nach Matteucci und Warburg der Verlust fast gleich, in Wasserstoff nach Warburg etwa nur halb so gross (nach Matteucci soll er eben so gross sein).

786 Zur Untersuchung dieses Verhaltens führt Narr[6]) in eine 16 cm grosse hohle, abgeleitete Messingkugel eine 3 cm grosse Messingkugel an einem isolirten Platindrahte luftdicht ein, welcher andererseits mit einem Sinuselektrometer verbunden ist. Indem er die grosse Hohlkugel mit

---

[1]) Charault, Compt. rend. 16, p. 108, 1860*. — [2]) Warburg, Pogg. Ann. 145, p. 578, 1872*. — [3]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 27, p. 133, 28, p. 385, 1850*. — [4]) Aehnlich Riess, Reibungselektr. 1, p. 102*. Dellmann, Gesetzmässigkeit und Theorie des Elektricitätsverlustes. Kreuznach 1864*. — [5]) Coulomb, Narr, Warburg l. c. — [6]) Narr, Wied. Ann. 5, p. 145, 1878, 8, p. 266, 1879, 11, p. 155, 1880*. Der Text nach einer gefälligen Originalmittheilung.

verschiedenartigen und verschieden dichten Gasen füllte und immer die gleiche Elektricitätsmenge auf das leitende System übertrug, ergaben sich Differenzen in den Ladungen desselben, die er durch entsprechende wirkliche Elektricitätsverluste deuten zu müssen glaubte. Diese Verluste traten in Folge eines anfänglichen sehr rasch verlaufenden und intensiven Ausströmungsprocesses und eines darauf folgenden stetigen und schwachen Zerstreuungsprocesses ein. Die Intensität des ersteren wuchs mit abnehmendem Drucke und bei gleich bleibendem, wenn man von Kohlensäure über Luft zu Wasserstoff überging. Durch die Erfahrung, dass auch bei isolirter grosser Metallkugel ähnliche Ladungsdifferenzen eintreten, wurde Narr dazu geführt, die Aenderungen, welche jene Differenzen durch Sättigungen, in Folge von vorhergehenden Versuchen, erfahren, näher zu untersuchen [1]). Die starke Abnahme jener Differenzen nach von Natur und Dichte des Gases abhängigen Gesetzen, insbesondere bei isolirter grosser Metallkugel, führte ihn zum Schlusse, dass dieselben hauptsächlich auf einem Eindringen der Elektricität in das Gas beruhen, das mit abnehmendem Drucke wachse, in Wasserstoff stärker als in Luft und in dieser stärker als in Kohlensäure sei, und eine Sättigung des Gases mit Elektricität herbeiführe. Diese Sättigungen vermindern sich mit dem Drucke, ferner wenn man zwischen den Versuchen die grosse Metallkugel mit der Erde in Verbindung setzt, und noch stärker, wenn man letztere während der Versuche selbst bestehen lässt. Aus diesem ganzen Verhalten schliesst Narr mit Rücksicht auf die kinetische Gastheorie, dass die beobachteten Verluste durch eine convective Entladung herbeigeführt werden, und dass der Zerstreuungsprocess aus dem Ausströmungsprocesse in Folge von Sättigung des Gases mit Elektricität hervorgehe.

787 Der Zerstreuungscoefficient bei positiv und negativ geladenen Körpern ist nach Biot [2]) der gleiche. So wurden z. B. eine an dem Wagebalken der Drehwage befestigte Scheibe von Goldpapier und eine Standkugel von $13^1/_4$ Linie Durchmesser zusammen elektrisirt.

Bei feststehendem Torsionskreis betrugen ihre Winkelabstände $\varphi$ zu den Zeiten

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| Ladung — | $t = 0$ | $\varphi = 68{,}85^0$ | Ladung + | $t = 0$ | $\varphi = 61{,}20^0$ |
| | $t = 104$ | $\varphi = 34{,}65^0$ | | $t = 78$ | $\varphi = 35{,}55^0$ [2]) |
| woraus folgt | | $2\alpha = 0{,}02034$ | | | $2\alpha = 0{,}02138$ |

Da die Versuche mit negativer Elektricität vor denen mit positiver angestellt waren, war zudem bei letzteren die Luft schon negativ geladen.

[1]) Narr, Wied. Ann. 22, p. 550, 1884*. — [2]) Biot, Traité de phys. 2, p. 256, 1816*. Aehnlich beobachtete auch Palmieri (Rendic. Napol. 20, p. 232, 1881*, Beibl. 6, p. 385*) dass sein Bifilarelektrometer bei negativer Ladung in einem geschützten Raume etwas mehr Elektricität verliert, als bei positiver. Die Differenzen waren an trocknen Tagen grösser und verschwanden in sehr feuchter Luft. Nach Zantedeschi (Compt. rend. 35, p. 441, 1852*) sollen positiv geladene Elektrophore ihre Ladung viel kürzere Zeit behalten, als negative; was aber wohl von anderen Bedingungen (der Schlagweite u. s. f.) herrührt.

Nach Matteucci[1]) ist bei stärkeren Ladungen die Zerstreuung der positiven Elektricität kleiner.

Warburg l. c. hat indess das Resultat von Biot bestätigt.

Bei Anwesenheit eines zweiten, mit derselben Elektricität geladenen Körpers soll der Verlust nach Matteucci grösser sein, als ohne denselben oder bei Gegenwart eines entgegengesetzt geladenen. Von der Natur des Körpers selbst ist der Verlust unabhängig.

788 Es fragt sich, ob bei den erwähnten Versuchen wirklich die Luft als solche die Elektricität fortführt oder ob nicht vielmehr die in der Luft vertheilten Staub- und Wassertheilchen die Elektricitätszerstreuung bewirken.

Von sehr grossem Einfluss sind zunächst nach Warburg[2]) die in der Luft vertheilten Staubtheilchen, welche fast ausschliesslich oder ganz allein die Elektricitätsverluste in trockener Luft verursachen können. Da dieselben in verdünnter Luft sparsamer verbreitet sind, müssen die Verluste in letzterer kleiner sein. Verdünnt man die Luft in einer Drehwage schnell auf die Hälfte, so sinkt der Verlust nicht plötzlich, sondern nur allmählich auf den kleineren Werth, vermuthlich, weil in der verdünnten Luft die Staubtheilchen niedersinken und dies nur allmählich geschieht. Bei stärkerer Verdünnung tritt es sofort ein. Auch wenn dieselbe bis zum Ausströmen der Elektricität aus den scharfen Kanten getrieben wird, zeigt sich letzteres gewöhnlich erst nach einiger Zeit, vielleicht in Folge zufällig bei den Kanten vorbeifliegender Staubtheilchen Da im Wasserstoff Staub, ähnlich wie Salmiaknebel, schneller niedersinkt, so ist der Elektricitätsverlust darin bald kleiner als in der Luft.

Beachtet man diese Verhältnisse nicht, so kann man zuweilen Resultate erhalten, welche dem Einflusse der Feuchtigkeit in der Luft gerade entgegengesetzt zu sein scheinen[3]) (s. w. u.).

789 Wenn die Zerstreuung der Elektricität in der Luft auf der Elektrisirung der Staubtheilchen darin beruht, so muss staubfreie Luft nicht, staubhaltige dagegen elektrisirt werden können.

Um diese Elektrisirung der Luft zu untersuchen, kann man eine feine mit einem Elektrometer verbundene Spitze in dieselbe einsenken, oder besser an einem in die Luft hineinragenden Metalldraht ein Stückchen glimmenden Schwamm, ein Räucherkerzchen oder dergleichen befestigen, welche die Elektricität der Luft aufnehmen. In letzterem Fall liegt indess immer die Gefahr nahe, dass etwa durch die Verbrennung selbst elektrische Erregungen eintreten könnten. Zweckmässiger wendet man nach W. Thomson[4]) den „Tropfencollector" an. Man lässt aus einem

---

[1]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 28, p. 389, 1850*. — [2]) Warburg, l. c. Vergl. in Betreff des Staubes bei den Entladungen Faraday, Exp. Res. Ser. 12, §. 1391, 1838*. — [3]) Vergl. Riess, Reibungselektr. 1, p. 117*. — [4]) W. Thomson, Repr. of Papers, §. 262 (aus Nichol's Cyclopädia 2 edit., 1860*).

Blechgefäss durch ein Rohr, welches mit einer durch Bimsstein und Schwefelsäure getrockneten Luftschicht umgeben ist, Wasser in Tropfen ausfliessen. Verbindet man das Gefäss mit einem Elektrometer, so giebt dasselbe nach Abzug der Erregung des Metalls des Gefässes durch den Contact mit dem Wasser die Ladung der Luft an [1]).

790 Mittelst eines ähnlichen Quecksilbertropfencollectors hat Nahrwoldt [2]) Versuche über den Einfluss des Staubes auf die Ladung der Luft angestellt.

Durch einen Eisenblechcylinder von 35 cm Höhe und 20 cm Durchmesser mit zwei innen mit Drahtgaze bedeckten Glasfenstern, welcher auf einen mit einer Quecksilberrinne versehenen Blechteller gesetzt war, tropfte aus einem mittelst eines Ebonitstöpsels in seinen Deckel eingesetzten eisernen Trichter mit Metallspitze ein in Tropfen zerfallender Quecksilberstrahl. Das Quecksilber floss unten in eine bis über den Rand gefüllte Eisenschale ab. Der Trichter war mit dem einen Quadrantenpaar eines anderseits abgeleiteten Elektrometers verbunden und durch eine leitende Hülle vor äusserer Influenz geschützt. Das Elektrometer gab nach Abzug der Ladung des Trichters beim Contact mit dem Quecksilber die Elektrisirung der Luft an der Stelle des Zerfallens der Strahlen an. In den Cylinder führte durch eine innen mit einer Platinröhre erfüllte Glasröhre eine an einen Draht gelöthete Nähnadel, durch welche von aussen her die Luft im Cylinder elektrisirt werden konnte. Die Nadel wurde dann in die Platinröhre zurückgezogen.

Bei wiederholter schwacher Ladung der Luft nahm die Alenkung des Elektrometers, welche bei der ersten Ladung z. B. 100 war, schnell ab, z. B. auf 82 und 69, und konnte auch, selbst wenn die späteren Ladungen durch stärker geladene Flaschen erzielt wurden, nicht wieder erreicht werden; auch selbst nach längerer Zeit, auch bei Füllung mit frischer Luft nach längerem Abwarten. Danach scheint der Staub bei der ersten Elektrisirung sich in Folge der Anziehung von den unelektrischen Wänden daselbst abzusetzen und dann ist die Elektrisirung durch die folgenden Ladungen geringer.

Wurde durch eine Federfahne der Staub von den Wänden aufgewirbelt, so nahm sogleich die Ladung zu.

Bei sehr starken Ladungen wird in Folge des elektrischen Windes durch die ersten schwachen Ladungen der Staub aufgewirbelt und man erhält wieder stärkere Ladungen, als vorher.

Wurde das Innere des Apparates mit Glycerin bestrichen, mit Ausnahme des Tropfapparates und der Glasröhre, so zeigte sich nur bei der ersten Ladung eine grosse Ablenkung am Elektrometer, welche bei wieder-

---

[1]) Das Weitere hierüber gehört in das hier nicht zu behandelnde meteorologische Gebiet der Luftelektricität. — [2]) Nahrwoldt, Wied. Ann. 5, p. 460, 1878*.

holtem Laden bald abnahm. Nachher konnte die Luft nicht von Neuem geladen werden, trotzdem an dem Glimmen das Austreten der Elektricität aus der Spitze erkannt wurde.

Wurde nach der Ladung die zur Erde abgeleitete Spitze in den Cylinder geschoben, oder eine Krone von zusammen 34 Spitzen auf seinen Boden gebracht, so nahm die Ladung des Elektrometers bei gereinigter Luft nicht ab; wohl aber bei gewöhnlicher Luft.

Da Wasserstoff sich leichter bewegt, als Luft, so muss auch bei Füllung mit diesem Gase der mit demselben bewegte Staub die Entladung schneller bewirken.

**791** Wird Staub in der Luft aufgewirbelt und in den Cylinder gebracht, so erscheint das Elektrometer negativ geladen, was bei staubfreier Luft nicht eintritt. Schwerere Staubtheilchen vom Fussboden schienen schwächer zu wirken. — Auch nach W. Thomson[1]) ist die Luft in Zimmern meist negativ geladen. Demnach dürfte diese Ladung ebenfalls auf die Staubtheilchen zurückgeführt werden können[2]).

**792** Nach diesen Versuchen scheint eine Zerstreuung der Elektricität in den reinen Gasen von gewöhnlicher Dichtigkeit und niederer Temperatur nicht stattzufinden; ihre Molecüle laden sich nicht direct an den Elektroden.

Auch verdünnte Gase zeigen ein ähnliches Verhalten, um so mehr, als der Staub in ihnen schneller niedersinkt.

**793** Wie die übrigen Gase verhält sich reiner, von condensirtem Wasser völlig freier Wasserdampf. Verbindet man eine verticale Metallröhre unter Einschaltung eines Galvanometers mit dem einen Pole einer Säule, einen Metalldraht in ihrer Axe mit dem anderen Pole, so geht, wenn die elektromotorische Kraft der Säule unter einer bestimmten Grenze bleibt, kein Strom durch das Galvanometer, wenn man reinen Dampf von kochendem Wasser durch die Röhre strömen lässt[3]).

Auch der folgende Versuch von Marangoni[4]) zeigt dies.

Aus einem Kolben wird durch ein schräg nach unten gebogenes Rohr Wasserdampf in eine Glasglocke geleitet. In dieselbe wird eine

---

[1]) W. Thomson, Proceed. Lit. and Phil. Soc. of Manchester, March 1862*; Repr. of Papers §. 296*. — [2]) Narr, l. c., nimmt den Staub nicht als Ursache des Elektricitätsverlustes an; da einmal der in dem Gase schwebende Staub in einer gewissen Beziehung zur Dichtigkeit des Gases steht und ebenso der auf die geladenen Leiter aufgelagerte Staub sich ebenso je nach der Dichte des Gases niederschlagen und suspendiren musste (siehe indess oben). Auch der etwa im Gase von Seiten der Quecksilberluftpumpe eingeführte Quecksilberdampf, welchen man durch Metalle fortführen kann, wirkt nicht, da die Versuche ebensogut mit einer gewöhnlichen Luftpumpe anzustellen sind und ebensowenig Wasserdampf, da sich die Erscheinungen auch in sehr trockener Luft zeigen. — [3]) Vergl. Hittorf, Wied. Ann. 7, p. 593, 1879*. — [4]) Marangoni, Riv. Sc. Indust. 13, p. 10, 1881*; Beibl. 6, p. 386*.



kleine geladene Leydener Flasche mit ihrem Knopf gebracht. Sie ist nach wenigen Secunden völlig entladen. Wird aber die Flasche vor der Ladung an ihrem Rande durch eine Flamme nicht zu stark, etwa auf 100°, erhitzt, dann geladen und in die Glocke voll Dampf gebracht, so bleibt sie geladen, da keine oberflächliche Leitung stattfindet.

794 Demnach dürfte die schon von Coulomb (Bd. I, §. 55) beobachtete bedeutende Zunahme der Zerstreuung der Elektricität in feuchter Luft durch die condensirten Wassertheilchen bedingt sein, welche zugleich den Staub aufnehmen. Je nach der Vermehrung der Zahl der ersteren für sich oder der Verminderung der Staubtheilchen kann mit der Feuchtigkeit die Zerstreuung zunehmen oder abnehmen

Hierdurch erklären sich die von einander abweichenden Behauptungen verschiedener Physiker, wonach die Zerstreuung von der absoluten Wassermenge in der Luft und nicht von dem Dampfdruck oder der relativen Feuchtigkeit abhängen soll, während nach anderen Beobachtern der Elektricitätsverlust mit Annäherung des Dampfes an den Sättigungspunkt wächst.

Eine Aufführung der einzelnen Beobachtungsresultate hätte demnach keinen Zweck.

795 Herwig[1]) hat nachzuweisen versucht, dass Quecksilberdampf schon bei verhältnissmässig niederen Temperaturen leitet.

In eine horizontale Glasröhre war am einen Ende ein Platindraht eingeschmolzen, am anderen war sie vertical nach oben gebogen und wurde so mit Quecksilber gefüllt. Durch eine untergestellte Gasflamme, durch deren konischen Schornstein mittelst zweier Löcher der horizontale Theil des Rohres geführt war, wurde das Quecksilber daselbst auf eine Länge von 1 bis 2 cm zum Sieden gebracht. Die Röhre war nicht absolut luftleer gekocht. Durch Verengerung des verticalen Theiles wurden zu grosse Schwankungen der Quecksilbersäule vermieden. Durch einen Eisendraht und den Platindraht wurde die Röhre in den Stromkreis einer Säule von zwei bis vier Grove'schen Elementen und eines gewöhnlichen Galvanometers eingefügt.

Darauf wurde in die Schliessung eine Glasröhre von demselben Stoffe gebracht, in welcher zwei aufgerollte Bündel von mit Messingdrähten umgebenen Platinblechen einander gegenüberstanden und dieselbe erhitzt, bis der durch die Leitung des Glases bedingte Ausschlag ein Maximum erreicht hatte; dann wurden beide Apparate eingefügt, um auch in den Quecksilberröhren die Elektrolyse des Glases eintreten zu lassen, die bald die Stromintensität sehr herabdrückt. Die Differenz der Beobachtungswerthe entspricht nach Herwig der Leitung durch das Gas.

---

[1]) Herwig, Pogg. Ann. 151, p. 350, 1874*.

Dabei zeigt sich im Allgemeinen eine allmähliche Abnahme der Leitung bei constanter Entfernung der Quecksilberkuppen. Momentanes Zusammenbringen und neues Trennen derselben oder neues Erhitzen an derselben Stelle stellt die Leitung wieder her. Grösserer Abstand der Quecksilberkuppen vergrössert sehr wenig die Leitung, statt sie zu vermindern, wie man erwarten sollte. Der (freilich ziemlich veränderliche) Widerstand betrug in einem 4 mm weiten Rohre bei 400° etwa 50000 Siemens'sche Einheiten. Mit Zunahme der Zahl der Elemente der Batterie wächst die Leitung. So betrug u. A. der derselben entsprechende Ausschlag bei

| 4 | 2 | 1 Grove'schen Elementen |
|---|---|---|
| 228 | 89 | 21 |

Mit Zunahme des Druckes, also der Temperatur, nimmt ebenfalls die Leitung zu, so z. B. war der ihr entsprechende Ausschlag beim Druck

| 1425 | 530 mm | 1415 | 525 mm |
|---|---|---|---|
| 209 | 66 | 273 | 98 |

Die Leitung geschieht also ähnlich wie beim elektrischen Lichtbogen (s. w. u.), wo ebenfalls eine Art Uebergangswiderstand auftritt, der gegen den Widerstand des Lichtbogens gross ist, so dass der Gesammtwiderstand von der Länge der Dampfschicht nahezu unabhängig ist. Dieser Widerstand müsste mit der wachsenden elektromotorischen Kraft der Batterie und Stromstärke abnehmen. Man bemerkt dabei häufig eine lebhafte Gasentwickelung zwischen der Glaswand und der positiven Quecksilberkuppe, welche lebhaft erzittert; was auch den Erscheinungen des Lichtbogens entsprechen würde. Die Verdampfungswirkung nimmt mit der Dauer des Stromes allmählich ab.

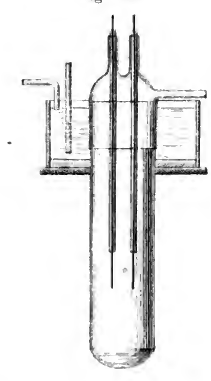
Wurde der den Quecksilberdampf enthaltende Raum einerseits von einer Quecksilberkuppe, anderseits von einem Platindraht als Elektrode begrenzt (welcher durch die zweite in einem engeren Theile des Rohres befindliche Quecksilberkuppe hindurchging), so zeigte sich eine Zunahme der Intensität, wenn die Quecksilberfläche positiv war. Wurde an Stelle der positiven Quecksilberkuppe eine Eisenplatte als Elektrode verwendet, welche in dem den Dampf enthaltenden Raume an einem Eisendrahte durch die positiven Quecksilbermassen hindurchgeschoben war, so ergaben sich die gleichen Resultate, nur verminderte sich mit der Zeit die Leitung des Dampfes nicht so stark wie vorher.

**796** Indess sind diese Versuche nicht beweiskräftig, da das erhitzte Glas leiten kann [1]). Auch kann die Entladung durch Convection zwischen den flüssigen Quecksilberelektroden in Form eines Lichtbogens übergehen, wie schon die quantitativen Resultate anzeigen.

---

[1]) Hittorf, Wied. Ann. 7, p. 593, 1879*; s. dagegen Herwig, Wied. Ann. 9, p. 77, 1880*.

Auch die Beobachtung, dass, wenn Quecksilber in einer Schale Sieden gebracht wird, welche mit dem einen Pol einer anderseit geleiteten Influenzmaschine verbunden ist, der Funkenstrom zwis den Polen des Inductoriums aufhört [1], liefert keinen Beweis für die tungsfähigkeit des Dampfes, da die Elektricität von den sich schnell densirenden Tropfen mitgenommen sein k


Fig. 240.

Hittorf l. c. konnte keine Leitung Quecksilberdampfes bei dem folgenden suche nachweisen. In eine Glasröhre, Fig. sind zwei bis auf ihre Enden in Glasr chen eingeschlossene Eisendrähte als E troden mittelst Siegellack eingesetzt unten etwas Quecksilber hineingebracht. Röhre wird oben mit Wasser gekühlt. W das Quecksilber bis zum Sieden erhitzt. dass die sich oben condensirenden Trop in feinem Regen herunterfallen, und die El troden unter Einschaltung eines Galva meters mit einer galvanischen Säule verb den, so zeigt ersteres erst einen Ausschl wenn die elektromotorische Kraft der Sä eine bestimmte Grösse erreicht hat und e leuchtende Entladung eintritt.

797 Um den Einfluss der Bewegung der Gase auf die Elektri tätszerstreuung zu untersuchen, führte Matteucci l. c. die eine Ku der Drehwage zwischen zwei Bestimmungen der Abstossung lebhaft der Luft umher, oder blies sie mit einem Blasebalg an. Dabei zeig sich nur eine geringe Einwirkung; der Verlust soll in bewegter L etwas kleiner sein [2]. Indess sind diese Versuche unsicher, je nach de Staubgehalt der Luft und dem auf dem elektrisirten Körper nied geschlagenen Staub u. s. f. können sich verschiedene Resultate ergebe

798 Bei gelinder Temperaturerhöhung ist der Elektricitätsverlust ele trisirter Körper in der Luft oft geringer, da dadurch die Feuchtigke verdampft [3]).

799 Bei höherer Temperatur, zwischen der Temperatur des siedend Wassers und der Rothgluth, leiten dagegen die Gase. So spannt E. Becquerel [4]) in einem langen, in einem Ofen erhitzten Platinrol zwei parallele Platindrähte aus, welche einander nicht berührten, un verband das eine Ende des einen mit dem einen Pol einer Säule. De

---

[1]) Herwig, Wied. Ann. 1, p. 88, 1877*. — [2]) Matteucci, Ann. de Chim et de Phys. [3] 28, p. 387, 1850*; Compt. rend. 25, p. 344, 1847*. — [3]) Read Saxtorph's Elektricitätslehre, deutsch von Fangel, Kopenhagen 1803, 1, p. 222*. — [4]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 39, p. 355, 1853*.

andere Pol der Säule war mit dem einen Ende des Drahtes eines Galvanometers von 24000 Windungen, das andere Ende des Galvanometerdrahtes mit einem besonderen Rheostaten verbunden. Derselbe bestand aus einem Gefässe voll sehr verdünnter Kupfervitriollösung, in welchem sich eine Platinplatte als Elektrode befand. In das Gefäss tauchte ein Capillarrohr, in welches von oben mehr oder weniger tief ein Platindraht als zweite Elektrode eingesenkt wurde. Vom Rheostaten aus ging eine Leitung zu dem zweiten Draht im Platinrohr. Bei Rothgluht begann die Ablenkung der Galvanometernadel einen Strom anzuzeigen, welchen Becquerel als einen Nachweis für die Leitung des Stromes durch die Luftschicht zwischen beiden Platindrähten ansieht. — Dementsprechend sollen bei höheren Temperaturen alle Gase leitend werden. Verdünnte Gase sollen bei höheren Temperaturen besser als Gase von gewöhnlichem Druck leiten, wenngleich sie bei niederen Temperaturen den Strom ebenso wenig durchlassen, wie letztere. — Aus den Versuchen folgt ferner, dass die Leitungsfähigkeit der Luft, des Wasserstoffs und der Kohlensäure sich wie 1 : 0,3 bis 0,4 : 1,2 bis 2, dass der Widerstand der Luft bei den Drucken 760, 137, 40,5, 2 mm sich wie 20,9 : 7,1 : 4,8 : 3,8 verhält und der Widerstand der gewöhnlichen erhitzten Luft mindestens 30000 mal grösser ist als der von Wasser, welches 1/20000 Kupfervitriol gelöst enthält. Dabei geht der Strom leichter von einer grösseren negativen Elektrode zu einer kleineren positiven (wenn das Platinrohr oder ein Eisenrohr und ein Draht darin als Elektrode dienten). Endlich ist der Widerstand der Stromintensität und der Zahl der Elemente der Säule umgekehrt proportional.

Im Gegensatz hierzu konnte Grove[1]) bei dem folgenden Versuche keine besondere Leitungsfähigkeit der glühenden Gase nachweisen: Durch die die Enden eines Glasrohres schliessenden Korke wurden zwei Kupferdrähte in dasselbe eingeführt, und zwischen ihnen ein Platindraht ausgespannt. Durch Hindurchleiten eines Stromes wurde derselbe in lebhaftes Glühen versetzt. Wurde ihm nun auf $^1/_{50}$ Zoll Entfernung ein zweiter Draht genähert, und wurden beide Drähte mit den Polen der Batterie von Gassiot (Bd. I, §. 296) verbunden, so ging doch durchaus kein Strom zwischen beiden Drähten über.

**800** Um die hiernach noch obwaltenden Zweifel zu heben, hat Blondlot[2]) in einen Schliessungskreis ein Daniell'sches Element, ein Capillarelektrometer und eine Unterbrechungsstelle gebracht, in der zwei verticale Platinplatten von 0,03 cm Durchmesser mittelst langer, unterhalb isolirter Pfeifenstiele in einem Abstande von 2 bis 3 mm von einander entfernt und parallel erhalten wurden. Wurde erst das Elektrometer in sich geschlossen, wurden dann durch ein Gebläse die Platten auf Rothgluth erhitzt, nachher die Flamme und gleich darauf die Neben-

[1]) Grove, Athenaeum, 1853, p. 1134*; Inst. 1854, p. 35*. — [2]) Blondlot, Compt. rend. 92, p. 870, 1881*; Beibl. 5, p. 527*.

schliessung zum Elektrometer entfernt, so zeigte dasselbe einen stark‹ Ausschlag. Die heissen Gase leiten also.

Bei Anwendung von fünf Bunsen'schen Elementen konnte scho als 0,4 m unter den Platten ein Gasbrenner, ein weissglühender Körp‹ oder ein rothglühender dicker Glasstab aufgestellt war, wobei die mit lere scheinbare Temperatur zwischen den Platten nur auf 60 bis 7‹ stieg, eine Leitung beobachtet werden, welche bei Zwischenschieben ein‹ Schirmes oder bei Bewegung der Luft aufhörte. Ob hierbei etwa auc noch eine Ueberführung der Elektricität mittelst Convection stattfinde‹ ist nicht gewiss (vergl. Cap. IV).

## II. Entladungen in Gasen von grösserer Dichtigkeit unte‹ Theilnahme des Stoffes der Elektroden.

### 1. Allgemeine Uebersicht.

801 Wird die Luft zwischen zwei einander gegenüber stehenden Elektroden, welchen z. B. durch eine Elektrisirmaschine in langsamem Strome Elektricität zugeführt wird, allmählich dichter, so ist zum Beginn einer Entladung ein immer grösseres Potential auf die auf der Einheit der Oberfläche angehäufte Elektricität erforderlich. Dann vermittelt nicht nur die Luft selbst die Entladung in Form einer Gasentladung, sondern neben derselben erscheinen in dem leuchtenden Gase an der Stelle der grössten elektrischen Dichte glühende hell leuchtende Metalltheilchen, welche in Form eines kleinen Büschels zunächst von der kritischen Stelle der positiven Elektrode fortgeschleudert werden, deren metallische Natur an ihrem Spectrum mittelst eines Spectralapparates erkannt werden kann. An der negativen Elektrode bleibt noch die Gasentladung in Form des blauen Glimmlichtes und der dunkle Raum bestehen. Wird die Luft immer dichter, das zur Entladung erforderliche Potential immer grösser, so breitet sich die durch das Gas und die Metalltheilchen gebildete Büschelentladung weiter aus und tritt auch eventuell an der negativen Elektrode auf. Dabei werden die Büschel immer enger und schmaler, indem der Antrieb nunmehr wesentlich in der Richtung der Verbindungslinie der kritischen Punkte beider Elektroden erfolgt. Ist er endlich so gross, die Geschwindigkeit der in jener Richtung fortgeschleuderten Metalltheilchen so bedeutend geworden, dass sie von einer Elektrode bis zur anderen fliegen, so tritt an Stelle der Büschelentladung die Funkenentladung, bei welcher mehr oder weniger helle Funken in gewissen Zeitintervallen zwischen den Elektroden überschlagen [1]).

Da die Büschelentladung durch die Fortführung geladener Theilchen geschieht, zählt sie Faraday [2]) zu den fortführenden Entladungs-

---

[1]) G. Wiedemann u. R. Rühlmann, Wied. Ann. 145, p. 377, 1872*. — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. 12, §. 1319 u. a. a. O., 1838*.

arten (convective oder carrying discharges). Dasselbe gilt von der Funkenentladung.

In einzelnen, später zu erwähnenden Fällen kann auch bei gewöhnlichem Luftdruck auf elektrisirten Flächen eine Gasentladung, das Glimmlicht, erscheinen; es zeigt sich Glimmentladung.

Werden endlich den Elektroden in schnellem Strome relativ sehr grosse Elektricitätsmengen zugeführt, so dass zwischen den Einzelentladungen, welche unter Theilnahme des Stoffes der Elektroden erfolgen, der Raum zwischen ihnen nicht wieder in den früheren Zustand zurückkehrt und die Metallentladungen continuirlich andauern, so entsteht zwischen den Elektroden ein Lichtbogen. Diese letztere Erscheinung werden wir für sich in einem besonderen Abschnitte behandeln.

**802** Zwischen den einzelnen Formen der Entladungen zeigen sich manche Uebergänge; manchmal können scheinbar geringfügige Umstände die eine in die andere überführen, so dass die von einzelnen Beobachtern beschriebenen Erscheinungen sehr mannigfaltig sind. Wir wollen im Anschluss an das §. 801 Erwähnte die Hauptbedingungen der Erscheinungen zunächst für die Büschel- und Funkenentladung feststellen [1]).

Das zur Einleitung einer Entladung erforderliche Potential der in einem Leiter aufgehäuften Elektricitäten auf die auf der Flächeneinheit der Ausgangsstelle der Entladung, der „kritischen" Stelle, angesammelte Elektricität kann auf verschiedene Art erzeugt werden. In den extremen Fällen ist entweder auf der Flächeneinheit der kritischen Stelle eine relativ grosse Elektricitätsmenge angehäuft und das Potential aller Elektricitäten auf die Einheit der Elektricität vor der Entladung daselbst ist klein oder die auf der Flächeneinheit der kritischen Stelle aufgehäufte Elektricitätsmenge ist relativ klein, das Potential der gesammten Elektricitäten auf die Elektricitätseinheit daselbst ist gross. Der erste Fall tritt z. B. ein, wenn man eine Kugel als Elektrode anwendet und an einer Stelle mit einer Spitze versieht, der zweite, wenn letztere entfernt wird.

Im ersten Falle beginnt die Entladung, wenn die Gesammtmenge der Elektricität auf der Elektrode gering ist. Ist die Entladung an der kritischen Stelle eingeleitet, so folgen in der von der aufliegenden Gasschicht befreiten Oberfläche der Elektrode und in der veränderten Ent-

---

[1]) Ueber die verschiedenen Entladungsformen sind schon in früherer Zeit mannigfach abgeänderte Versuche angestellt worden, ohne dass indess dadurch die principielle Erkenntniss der Sache gefördert worden wäre. Auch in neuerer Zeit hat man in ähnlicher Weise viele Experimente der Art angestellt, die Resultate beschrieben und gezeichnet und sie zu classificiren versucht, was bei den vielen Uebergängen nur schwer durchzuführen ist (vergl. unter Anderem Holtz, Mitth. des naturw. Vereins für Neuvorpommern und Rügen 1881, p. 79*; Beibl. **6**, p. 701*. Righi, Mem. di Bologna, [3] **7**, 1876*. O. Lehmann, Wied. Ann. **11**, p. 686, 1880*). Wir wollen im Texte versuchen, soweit es nach dem gegenwärtigen Stande unserer Kenntnisse möglich ist, die mannigfachen Erscheinungen unter principiellen Gesichtspunkten zu betrachten.

ladungsbahn, in welcher die Gase erhitzt und verdünnt sind, bei relativ schnell abnehmendem Potential nur noch relativ geringe Elektricitätsmengen; die Entladung hört bald auf, sie ist nahezu normal (vergleiche §. 551). Deshalb erreichen die Theilchen des Metalls häufig nicht die gegenüberliegende Elektrode, sie verlieren ihre Geschwindigkeit durch ihre Reibung an der umgebenden Luft schneller oder langsamer und geben ihre Elektricität an dieselbe, resp. die darin befindlichen Staubtheilchen u. s. f. ab. Indem die von benachbarten Stellen der Elektrode ausgehenden Theile erst in der Richtung der Kraftlinien fortgeschleudert werden, dann auch sich wegen ihrer gleichnamigen Elektrisirung abstossen und seitlich weiter ausbreiten, entsteht eine Büschelentladung.

In diesem Falle bedarf es zur Erzeugung der Büschel nur einer direct geladenen Elektrode, z. B. einer mit dem Conductor der Elektrisirmaschine verbundenen Metallspitze, die andere Elektrode kann durch die den Luftraum umgebenden Wände ersetzt werden.

803 Im zweiten Falle ist zwar die von der kleineren Elektricitätsmenge auf der Flächeneinheit der kritischen Stelle mitgenommene Metallmasse kleiner, die Nachentladung bei langsam abnehmendem Potential aber bedeutender, die in grösseren Mengen und andauernd angetriebenen Theilchen erglühen lebhafter und fliegen mit beschleunigter Geschwindigkeit weiter. Hierbei können sie die zweite Elektrode erreichen, wodurch die Büschelentladung in die Funkenentladung übergeht. Diese Funkenentladung ist um so energischer, die mitgerissenen Metalltheile sind um so zahlreicher, sie leuchten um so heller, je grösser die zuerst entladenen und ihnen folgenden Elektricitätsmengen sind, also je weniger gekrümmt cet. par. die kritische Stelle der Elektrode, je grösser die Capacität des sich entladenden Leitersystems ist; sie sind heller, lauter bei Entladung einer grossen Leydener Batterie als bei der eines einfachen Conductors u. s. f.

Wir haben also hier angenommen, dass die Elektricitäten mit den Metalltheilen der Elektroden in gewisser Weise fest verbunden sind, so dass sie letztere bei der Entladung mitreissen.

In Betreff der Glimmentladung werden wir später die aus den bisherigen Erfahrungen zu ziehenden Schlüsse mittheilen.

## 2. Büschelentladung.

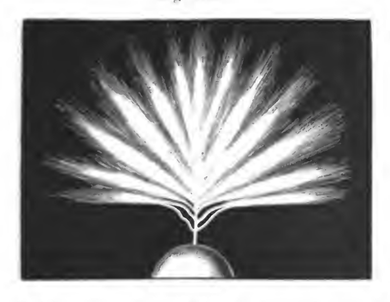
804 Die Büschel, von denen Fig. 241 ein Bild giebt, entstehen, entsprechend den obigen Deductionen, leicht an allen stärker gekrümmten Stellen des Conductors einer Elektrisirmaschine bei fortgesetzt stärkerer Ladung; sie zeigen sich an allen Spitzen und Kanten [1]). Bei etwas grösseren Maschinen strahlen auch wohl aus einem sehr dünnen und langen,

[1]) Faraday, Exp. Res. [12] §. 1426, 1838*.

mit dem Conductor verbundenen und isolirten Draht auf seiner ganzen Oberfläche Büschel aus [1]).

805 Schöne Lichtbüschel erhält man aus kreisförmig oder elliptisch gebogenen Drähten, wenn man sie mit dem Conductor der Elektrisirmaschine verbindet und mit einem abgeleiteten leitenden Cylinder im Innern derselben hin- und herfährt [2]).

Fig. 241.



In dem Hohlraume eines isolirten Glasgefässes verschwinden die Büschel an einer Spitze, da sich bald die Glasflächen auf das gleiche Potential laden wie die Spitze [3]).

Betrachtet man die Büschel in einem rotirenden Spiegel, so zeigen die getrennt neben einander auftretenden Bilder derselben, dass auch diese Art der Entladung, ebenso wie die Funkenentladung, discontinuirlich ist, also stets ein bestimmtes Potential erforderlich ist, um eine Entladung zu bewirken [4]).

Diese Discontinuität hört man auch an dem die Büschelentladung begleitenden, mit grösserer Zuspitzung der Elektrode immer höher werdenden Ton [5]), während das Büschel schmaler wird, da dann immer kleinere Elektricitätsmengen erforderlich sind, um das Entladungspotential hervorzurufen.

Dabei sind die Büschel aus glühenden Metalltheilen und zugleich Gastheilen zusammengesetzt, wie die Untersuchung ihres Spectrums zeigt.

806 Nach §. 580 ist das zur Einleitung einer Entladung erforderliche Potential sämmtlicher Elektricitäten auf die auf der Einheit der Oberfläche an der kritischen Stelle angehäufte Elektricitätsmenge cet. par.

---

[1]) Vergl. van Marum, Beschreibung einer grossen Elektrisirmaschine, Leipzig 1786, p. 9*. Riess, Reibungsel. 2, p. 133*. — [2]) Löwe, Pogg. Ann. 79, p. 573, 1850*. — [3]) Beccaria, Elettric. artif. p. 347*. — [4]) Wheatstone, Phil. Trans. 1834, p. 586*. Das erste Büschel wurde von Gray (Phil. Trans. 39, p. 16, 1735*) beobachtet, als er an das Ende einer Eisenstange eine geriebene Glasröhre legte. Die verschiedenen Entladungsarten, die Funken-, Büschel- und Glimm(Gas)entladung sind zuerst von Chr. Aug. Hausen (Novi profectus in historia electr. Lips. 1743*), der Unterschied des positiven Lichtes (dello sporgimento) und des negativen (del ringorgo) zuerst von Beccaria im Jahre 1753 (Elettricismo artif. p. 37*) beschrieben worden. — [5]) Beccaria, Elettricismo artificiale, p. 339*.



an der positiven Elektrode grösser als an der negativen. Lässt man daher aus einer mit dem Conductor der Elektrisirmaschine verbundenen Spitze bei gleichmässiger Erregung der Maschine Elektricität ausströmen, so zeigt der bei der Bildung der negativen Büschel auftretende höhere, der bei der Bildung der positiven Büschel auftretende niedere Ton die schnellere Aufeinanderfolge der ersteren an [1]).

807 Man kann dies nach Belli [2]) direct nachweisen, wenn man an dem Conductor ein Quadrantelektrometer anbringt. Die Spannung ist bei Erzeugung eines positiven Büschels grösser (+ 6°), als an einem negativ geladenen Conductor (— 4,5°).

Dasselbe beobachtet man bei Annäherung von Spitzen an positiv oder negativ geladene Conductoren. Auch hier ist das zur Erzeugung der Büschelentladung erforderliche Potential aller Elektricitäten auf die auf der Flächeneinheit der Elektrode an der kritischen Stelle durch Influenz angesammelte Elektricität bei positiver Ladung derselben grösser, als bei negativer.

808 Demgemäss ist die Ausbreitung des Büschels verschieden nach der Art der entladenen Elektricität. Dasselbe ist cet. par. an einer positiv elektrisirten Spitze grösser als an einer negativen. Ladet man den mit einer Spitze versehenen Conductor einer Elektrisirmaschine abwechselnd positiv und negativ (z. B. wenn eine Glas- oder Schwefelkugel gerieben wird), so erscheint unter günstigen Bedingungen im ersten Falle ein ausgebreitetes Büschel, im zweiten ein kleiner, auf der Spitze ruhender Stern, der nur ein kleines Büschel trägt [3]).

809 Bringt man in einiger Entfernung von einer Spitze eine abgeleitete Metallplatte, eine ungleichnamig elektrisirte Kugel an, so wächst dadurch bei gleicher Elektricitätszufuhr die Dichtigkeit der auf der Einheit ihrer Oberfläche angesammelte Elektricität. Die Büschelentladung wiederholt sich häufiger und der Elektricitätsverlust der Spitze in einer gegebenen Zeit wird grösser.

Umgekehrt werden die Büschel bei Annäherung eines gleichnamig elektrisirten Körpers seltener, der Elektricitätsverlust kleiner [4]).

810 Wegen der Verschiedenheit des Entladungspotentials entsteht an einer durch Annäherung an einen Conductor durch Influenz geladenen Spitze in weiterer Entfernung, wenn der Conductor positiv ist, ein leuchtender Punkt, ein ganz kurzes Büschel, welches auch bei grösserer An-

---

[1]) Beccaria, Elettricismo artificiale, p. 37*. — [2]) Belli, Corso di fisica, 3, p. 603, 1838*. Aehnliche Versuche von Gaugain, wonach für die Büschelentladung ein endliches Potential erforderlich ist, Ann. de Chim. et de Phys. [4] 8, p. 75, 1866*, auch Compt. rend. 62, p. 253, 1866*. — [3]) Franklin, Experiments and observations, 104, p. 156, 1780*; Sämmtl. Werke, deutsch, 10. Brief von der Elektricität, 16. März 1752*. — [4]) Beccaria, Elettr. art. p. 339*.

näherung bis sehr nahe an die Kugel verbleibt, während bei negativer Ladung des Conductors nur in grösserer Entfernung ein leuchtender Punkt, bei der Annäherung aber ein ausgebreitetes Büschel an der Spitze auftritt [1]).

811 Der Einfluss der elektrischen Dichtigkeit an der kritischen Stelle auf die Bildung der Büschel zeigt sich sehr deutlich bei folgendem Versuche [2]).

Werden z. B. zwei je 3,4 mm im Durchmesser haltende Platinkugeln in dem §. 578 beschriebenen Entladungsapparat bei etwa 200 mm Quecksilberdruck in einem Abstande von 17 mm einander gegenübergestellt, so treten, wenn dieselben durch isolirte Drähte mit den Zuleitern der Elektrisirmaschine verbunden sind, in den durch die Luft stattfindenden Entladungen einzelne, nur schwach gezeichnete Metallentladungen auf. Im Spectroskop zeigt die Entladung das Stickstoffspectrum mit wenig hell hervortretenden Metalllinien. Wird die positive Elektrode abgeleitet, so wird daselbst die elektrische Dichtigkeit verringert, die Metallentladungen verschwinden und mit ihnen die entsprechenden Metalllinien im Spectrum. An der negativen Elektrode wird freilich hierbei die zur Einleitung einer Entladung erforderliche Elektricitätsmenge vermehrt, aber meist nicht so stark, dass nun von dieser Elektrode aus die Metallentladungen stattfinden könnten. Nur bei einzelnen Versuchen zeigen sich im blauen Glimmlichte auf der negativen Elektrode kleine prikelnde Metallfünkchen. — Wird endlich die negative Elektrode abgeleitet, so muss bis zu einer Entladung die elektrische Dichtigkeit an der positiven Elektrode über den früheren Werth bei dem ersten Versuche ansteigen; die von derselben ausgehenden Metallentladungen werden hiermit noch verstärkt, es entsteht ein hell leuchtender Funkenstrom zwischen den Elektroden.

812 Die Bahn, welche die einzelnen Strahlen der Büschel einschlagen, ist einmal durch die Richtung des Antriebes bedingt, welche sie an jeder Stelle erhalten und die durch die auf den Linien gleichen Potentials senkrechten Kraftlinien gegeben ist; sodann von der Geschwindigkeit, welche sie in Folge der früheren Antriebe gegenüber den sie aufhaltenden Reibungshindernissen an den einzelnen Stellen bewahrt haben. Auch stossen sich die neben einander bewegten Theilchen durch ihre gleichartige Elektrisirung ab, wodurch das Büschel breiter wird [3]) (siehe §. 802). Indess werden die Büschel durch mannigfache Nebenumstände oft bedeutend abgeändert, z. B. durch Anwesenheit leitender Theilchen in der Luft u. s. f.

---

[1]) Franklin, l. c., Faraday, Exp. Res. [12] §. 1467, 1838*. — [2]) G. Wiedemann u. R. Rühlmann, l. c. §. 801. — [3]) Vgl. Righi, Mem. di Bologna, [2] 2, p. 555, 1881*; Beibl. 5, p. 901*.

813 Nähert man einer Spitze, aus der ein Büschel ausstrahlt, von der Seite her einen abgeleiteten Körper, z. B. eine Metallkugel, und ist die durch die Influenz gesteigerte Potentialdifferenz zwischen ihnen noch nicht genügend, um eine Funkenentladung zu bedingen, so neigt sich das Büschel der Kugel zu, da sie durch Influenz entgegengesetzt geladen wird. Das Büschel umhüllt die Kugel und giebt an dieselbe seine Elektricität ab. Ein ähnliches Büschel entsteht durch Influenz auf einer in tangentialer Richtung neben eine Kugel gestellten, abgeleiteten Spitze, wenn man die Kugel mit dem Conductor der Maschine verbindet und durch fortgesetztes Drehen der Scheibe dauernd elektrisch erhält.

814 Diese Verhältnisse zeigen sich auch, wenn zwei entgegengesetzt geladene Elektroden, z. B. zwei mit den Conductoren der Holtz'schen Maschine verbundene Kugeln in grösserer Entfernung einander gegenüberstehen; die von ihnen ausgehenden Büschel laufen zu einander hin.

Sind die Kugeln gleichgestaltet, so erscheint je nach den Umständen an der negativen Elektrode Glimmlicht oder ein kürzeres Büschel, an der positiven ein strahliges, auf einem dickeren Stiel an der Elektrode aufsitzendes Büschel.

Das positive Büschel ist an einer kleinen Kugel nur einfach gestielt, das negative vielfach gestielt und geht von vielen Punkten der Elektrode aus.

Diese Formen dürften sich wiederum daraus erklären, dass zur Einleitung der positiven Entladung ein grösseres Potential erforderlich ist, als zu der der negativen. Bei derselben sind also auch die absoluten Differenzen der Ladung an dem kritischen (vordersten) Punkte der positiven Elektrode und der ihn umgebenden Stellen sehr viel bedeutender als an der negativen; demnach können wohl an letzterer auch noch Entladungen von etwas rauhen seitlichen Stellen ausgehen, während sie sich bei der positiven Elektrode auf den kritischen Punkt beschränken. Da der Antrieb von demselben wesentlich in der Verbindungslinie der Elektroden stattfindet, so ist das Büschel zuerst in der Nähe der kritischen Stelle geradlinig in der Richtung der treibenden Kraft; wenn sich aber vor demselben die Luft verdichtet hat, so geht nun die Entladung zwischen den leitenden Theilchen, Stäubchen u. s. f. der seitlichen Luft weiter und verästelt sich.

Oft kann sich von Entladung zu Entladung hierbei die Bahn der Büschel ändern.

815 Aendert man die Gestalt der Elektroden einer Influenzmaschine so ab, dass an der negativen Elektrode die für den Beginn der Entladung erforderliche Elektricitätsmenge so gross wird, wie vorher an der positiven, so breiten sich an ersterer die Büschel ebenso gut wie an letzterer aus. Zwischen einer negativen Kugel von 100 mm Durchmesser und einer positiven, am Rande abgerundeten Scheibe von 300 bis 400 mm Durchmesser

und 30 bis 40 mm Dicke entstehen z. B. nach Holtz[1]) an der Kugel negative Büschel, die erst einen langen Stiel, dann wenig zahlreiche, selten verzweigte, von der Mitte des Stiels ausgehende, ihn eng umschliessende Aeste haben, welche in Büschel enden, wenn sie die positive Elektrode nicht erreichen. Aeste und Stiel sind von vielen dunklen Stellen bedekt. — Ist die Kugel positiv, so ist der Stiel sehr dick und sendet auch dickere Strahlen aus, die ebenfalls dunkle Stellen zeigen. Letztere verschwinden bei kleineren Kugeln, wobei das negative Büschel kleiner, das positive grösser wird und sich den bekannten Formen nähert. Bei grosser Entfernung der klein zu wählenden Kugel bedeckt sich die Vorderfläche der Scheibe mit zahllosen Lichtlinien. Dabei hört man einen Ton an der in Vibration gesetzten Scheibe, der mit der Entfernung (also der Zahl der Entladungen) wechselt.

816 Vergrössert man die negative Elektrode einer Influenzmaschine, so dass an den kritischen Stellen derselben die zum Beginne der Entladung erforderliche geringere Dichte gleichzeitig mit der an der positiven Elektrode erforderlichen grösseren erreicht wird und sind die Bedingungen derart, dass keine Funkenentladung erscheint, so laufen die von beiden Elektroden ausgehenden Büschel, welche in Folge des wesentlich in axialer Richtung erfolgenden Antriebes wenig ausgebreitet sind, gegen einander und gleichen ihre Elektricität in einer dunklen Stelle aus, welche da liegt, wo sie auf einander treffen. Da die Geschwindigkeit der negativen Entladung in Folge des zu ihrem Entstehen geringeren Antriebes kleiner ist, als die der positiven, so liegt jene Stelle näher an der negativen Elektrode.

817 Sind die Bedingungen der Entladung derart, dass sich an der negativen Elektrode ein Büschel bildet, an der positiven, einer Kugel oder Platte, aber das zur Entladung erforderliche Potential nicht direct erreicht ist, und trifft das negative Büschel auf die positive Elektrode, so kann sich an derselben die negative Elektricität des Büschels mit ihrer positiven Elektricität in einer Gasentladung ausgleichen, die positive Elektrode bedeckt sich an der Berührungsstelle des Büschels mit blauem Glimmlicht (siehe weiter unten)[2]).

Besitzt dabei die negative Elektrode z. B. eine Kugel von 18 bis 25 mm Durchmesser, einzelne Spitzen oder Rauhigkeiten, an denen nach Beginn der ersten Entladung noch durch weiteren Austritt der Elektricitäten die von der Elektrode losgelösten Gas- und eventuell Metalltheile beschleunigt werden und ihnen weitere folgen, so entsprechen ihnen etwas heller leuchtende Linien im Büschel, welche wiederum im Wesentlichen, abgesehen von secundären Umständen (vergl. §. 812), der Richtung der Kraftlinien zwischen beiden Elektroden folgen. In den Punkten, wo diese

[1]) Holtz, Pogg. Ann. **156**, p. 493, 1875*. — [2]) Vgl. auch O. Lehmann, l. c., §. 802.

Linien auf die positive Elektrode (eine gleiche Kugel) treffen, wird auch an ihr die Entladung verstärkt und an Stelle des Glimmlichtes treten leuchtende helle Punkte daselbst auf. Da ihre Lage von den Ungleichheiten der negativen Elektrode abhängt, so verschieben sie sich mit der Drehung derselben auf der positiven Elektrode, bewahren aber ihre relative Lage zur negativen Elektrode bei Drehung der positiven Elektrode. Eine solche Erscheinung ist von Feddersen[1]) beobachtet worden. An der negativen Elektrode konnten die Lichtpunkte nicht erhalten werden. Ist die negative Elektrode weiter von der positiven entfernt, so dass die Influenzwirkung der letzteren auf erstere mehr und mehr gegen die Wechselwirkung der elektrisirten Stellen in ihr selbst zurücktritt, so vertheilt sich die Elektricität in ihr gleichmässiger und erreicht nicht so früh an den Rauhigkeiten die zur Entladung erforderliche Spannung; die hellen Linien in dem Büschel werden undeutlicher.

**818** Hindert man in diesem Falle durch Zwischenschieben eines beliebig gestalteten Körpers zwischen die Elektroden das Auftreffen der Büschelentladung auf die positive Elektrode an einzelnen Stellen, so verschwindet daselbst das Glimmlicht, auf der positiven Elektrode erscheint eine Art Schatten des Körpers.

Diese Beobachtung von Wright[2]) ist nachher mit verschiedenen Abänderungen von Holtz und Righi wiederholt und weiter geführt worden.

Ein aus einer starken Messingplatte geschnittenes Kreuz ist für diese Versuche sehr geeignet.

Zum Auffangen des Schattens kann man sich nach Holtz[3]) einer mit Seide bespannten Hohlscheibe bedienen, wobei wohl die Vertheilung der Elektricität darauf gleichförmiger wird. Ebenso kann man gegenüber beiden Seiten eines aufgespannten Stückes Seidenzeug, Seidenpapier, Wachstaffent u. s. f. Spitzen anbringen, welche mit den Conductoren einer Influenzmaschine verbunden sind und den schattenwerfenden Körper vor die eine oder andere halten.

Auch kann man auf eine Metallplatte, welche abgeleitet oder mit dem einen Conductor der Influenzmaschine verbunden und eventuell mit einer Ebonitplatte bedeckt ist, oder auch auf einer Ebonitplatte allein den Schatten entwerfen.

**819** Je näher der schattenwerfende Körper an der auffangenden Fläche liegt, desto kleiner ist der Schatten; er wird breiter, je weiter man sich von der axialen Linie entfernt. So entwirft nach Holtz ein schmaler langer Streifen ein nach der Mitte zu verengtes Bild. — Der Grund ist, dass zuerst von dem von der Spitze ausgehenden Lichtbüschel, dessen Strahlen die ihnen nach §. 812 zukommende Bahnen verfolgen, ein Theil

---

[1]) Feddersen, Pogg. Ann. Jubelband, p. 465, 1874*. — [2]) Wright, Sillim. J. [2] **49**, p. 381, 1870*. — [3]) Holtz, Göttinger Nachrichten 1880, p. 545, 602, 1881, p. 80, 241*; Carl's Rep. **17**, p. 481*; Beibl. **5**, p. 148, 463*.

von dem schattenwerfenden abgeschnitten wird und sich die nicht abgeschnittenen Theile weiter ausbreiten. Sodann aber wird der schattenwerfende Körper direct von der auftreffenden Büschelentladung elektrisirt; die neben ihm hergehenden Theile des Büschels werden abgestossen und divergiren weiter. Aus diesem Grunde verbreitert sich der Schatten vom Beginn der Entladung an allmählich ein wenig. Deshalb entwirft auch, wie Holtz beobachtet hat, ein schmaler Streifen nahezu einen gleich breiten Schatten, wenn er der auffangenden Fläche seine Kante oder seine breite Seite zukehrt. Im ersteren Falle findet die Abstossung auf einem weiteren Wege der Büschelstrahlen statt. In Folge der gegenseitigen Abstossung der Büschelstrahlen runden sich dann auch die Ecken des Schattens ab.

Ist die auffangende Fläche eine Kugel, so wird dagegen bei Annäherung des schattenwerfenden Körpers an dieselbe der Schatten etwas vergrössert, um so mehr, je kleiner ihr Radius ist.

Bei Ableitung der Kugel tritt bei einem gewissen Abstand des Schirms, wobei er näher an der Kugel als an der Spitze liegt, ein Minimum der Ausdehnung des Bildes ein. Dies beruht jedenfalls auf der Veränderung der Vertheilung der Elektricität der Kugel durch Influenz.

**820** Wird der schattenwerfende Körper, z. B. ein Metallstab, elektrisirt, so wird selbstverständlich je nach der Art seiner Elektrisirung in Folge der dadurch erfolgenden Abstossung oder Anziehung der von der negativen Elektrode ausgehenden Entladung der Schatten breiter oder schmaler. Aehnliche Erscheinungen zeigen sich, wie zu erwarten, wenn die Büschelentladung durch einen seitlichen elektrisirten Körper abgelenkt wird, oder dieselbe von zwei Spitzen ausgeht, die gleich oder entgegengesetzt elektrisirt sind.

Wird der schattenwerfende Körper abgeleitet, so wird das Büschel zu ihm hingezogen und der Schatten verschwindet.

**821** Wendet man als schattenwerfenden Körper einen Nichtleiter, z. B. einen Ebonitstab an, so ist der Schatten schmaler, da die Wechselwirkung der nur auf der Vorderfläche stattfindenden Ladung des Körpers mit der Elektricität der Spitze nicht so bedeutend ist, als die eines an seine Stelle gebrachten Leiters.

Wird dabei die untere Fläche des Körpers, einer Ebonitplatte, durch Influenz seitens der unteren Platte, etwa unter Ausströmung ihrer Elektricität (z. B. wenn man eine Spitze daselbst anbringt) gleichnamig geladen, so kann in Folge der Anziehung des Büschels durch die Unterfläche der Schatten kleiner werden, resp. verschwinden, so z. B. nach Holtz, wenn auf die untere Seite der Ebonitplatte ein Pappstreifen geklebt ist. Befindet sich derselbe auf der oberen Seite, so entsteht dagegen der Schatten [1]).

---

[1]) Vergl. auch Righi, l. c., §. 812*.

822 Ist die Spitze positiv, die Platte negativ, so erscheint ebenfalls der Schatten; er ist etwas grösser als bei umgekehrter Ladung, offenbar indem das Büschel mit grösserem Potential auftritt, weiter ausgebreitet ist und sich der schattenwerfende Körper selbst dadurch stärker ladet.

Stellt man nach Holtz zwei mit Seide bedeckte, entgegengesetzt elektrisirte, ebene Flächen einander gegenüber, so entwirft ein zwischengestellter Schirm auf beiden Schatten, wobei, wenn der Schirm in der Mitte steht, der Schatten auf der positiven Fläche grösser ist.

823 Ersetzt man nach Righi[1]) die negative Elektrode durch eine auf eine abgeleitete Messingplatte gelegte Ebonitplatte, und nimmt als positive eine Spitze, welche man etwa mit dem Knopf einer Leydener Flasche berührt, so wird die Ebonitplatte bei Bestreuen mit Mennige-Schwefelpulver an der Stelle des Schattens roth gefärbt, indem sie daselbst durch die Influenz der Metallplatte freie negative Elektricität besitzt. An der Stelle des Auftreffens der Büschelentladung wird sie durch directe Ladung mittelst derselben positiv und erscheint gelb. Zwischen beiden Stellen ist eine unbedeckte Zone.

Kann sich die von der Spitze zur Ebonitplatte übergegangene Elektricität wieder durch die Spitze selbst rückwärts entladen, so erscheinen in Folge von Rückentladungen gemischte Schatten, wie z. B. wenn man zwischen der Metallplatte und der Spitze eine Leitung anbringt, erstere mit der einen, letztere mit der anderen Belegung einer Flasche verbindet. Dann entwirft z. B. ein Kreuz einen schwarzen Schatten mit abgerundeten Rändern, welcher von einem rothen Rande umgeben ist, den wieder ein dunkler Ring, oder bei schwachen Ladungen nur Theile desselben, den Einbuchtungen des Kreuzes entsprechend, einfasst, während der ganze äussere Grund roth ist.

Die Schatten der Ladung und Entladung fallen in diesem Falle nicht zusammen, da z. B. bei der negativen Ladung die Ausbreitung der Luftmolecüle nach innen und aussen grösser ist, als bei der schwächeren positiven Entladung, so dass nun in der durch erstere gebildeten Figur unelektrische Mittelstellen erzeugt werden.

Ist die Spitze sehr nahe an der Metallplatte, so entsteht bei Anwendung eines kleinen isolirten Cartonkreuzes als schattenwerfenden Körpers ein gleichförmig gefärbter Schatten von umgekehrter Farbe. Bei stärkeren Ladungen treten wiederum Rückentladungen und gemischte Schatten ein.

Bei Entfernung der Metallplatte werden die Erscheinungen undeutlicher, da die Bindung fortfällt. Dann ist der Schatten schwarz. Verbindet man die Metallscheibe selbst ohne Ebonitscheibe mit der einen, die Spitze mit der anderen Elektrode der Holtz'schen Maschine, so

[1]) Righi, Mem. di Bologna, [4] 2, p. 555, 1881, 3, p. 461, 1882*; Beibl. 5, p. 901, 7, p. 727*, siehe auch Smith, Nat. 29, p. 260, 1884*; Beibl. 8, p. 401* (Verhalten bei Elektrisirung der dielektrischen Platte durch Reibung).

verzeichnet sich der Schatten, wie zu erwarten, beim Bestreuen mit Lycopodiumpulver nicht.

824 Wird die Metallplatte mit feinem Metallstaub bedeckt, so entfernt sich derselbe von den beschatteten Stellen, indem nach Righi daselbst die die Abstossung des Staubes von der Platte bewirkende gleichnamige Elektrisirung beider nicht durch das Auftreffen der Büschelentladung aufgehoben wird, oder vielmehr, da der schattenwerfende Körper durch das Lichtbüschel entgegengesetzt wie die Metallplatte und das Pulver geladen wird und die unter ihm liegenden Pulvertheilchen zu ihm hinfliegen [1]).

Wird auf die Metallplatte eine Pappscheibe gelegt, so erscheinen diese Figuren auch auf ihr und können durch aufgespritzte Gummilösung fixirt werden. Zugleich entsteht ein mit Staub bedeckter Ring (siehe die Kundt'sche Staubfigur).

Eine photographisch präparirte Glasplatte auf der Metallplatte zeigt nach der Einwirkung der Entladung und dem Hervorrufen ein durch das Licht der Büschelentladung erzeugtes und ein dem Schatten entsprechendes Bild, welches letztere vielleicht einer Glimmentladung seinen Ursprung verdankt.

825 Lässt man die von einer Spitze ausgehende Entladung durch ein kreisförmiges Loch in einer Ebonitplatte auf eine zweite Ebonitplatte fallen, welche unterhalb auf einer Metallplatte aufliegt, so wird in Folge der Abstossung der einzelnen gleichnamigen Büschelstrahlen beim Bestreuen mit Mennige-Schwefelpulver auf der unteren Platte ein grösserer Kreis verzeichnet, als dem Loche entspricht [2]).

826 Die Ausbreitung der Büschel ist, abgesehen von der Dichtigkeit des Gases, in welchem sie auftreten, abhängig von der Natur desselben; sie sind in Wasserstoff relativ lang; in Sauerstoff sind sie kurz; in Leuchtgas und Chlorwasserstoffgas sind sie schwer zu erhalten, entsprechend den in diesen Gasen zu einer Entladung erforderlichen Potentialen und dem Reibungswiderstand der Gase u. s. f. Da das negative Büschel cet. par. kürzer ist, so treten diese Unterschiede an ihm weniger deutlich hervor als am positiven und deshalb sind die positiven und negativen Büschel in den letzt erwähnten Gasen, auch in Kohlensäure, nicht sehr verschieden [3]).

Dieser Einfluss des umgebenden Gases zeigt sich auch bei der Influenzmaschine. Die Elektroden derselben werden möglichst klein und ohne Condensatoren genommen und zugespitzt. Wird ein Strom von

---

[1]) Ferrini und Pogliaghi, La luminosità elettrica dei Gas. Milano 1882, p. 271*. — [2]) Die Versuche über die elektrischen Schatten lassen sich mannigfach abändern; wir haben diejenigen mitgetheilt, welche das Wesen der Erscheinung am einfachsten darlegen. Erklärungen derselben siehe auch Riess, Wied. Ann. 15, p. 335, 1882*. Righi l. c. u. s. f. — [3]) Faraday, Exp. Res. 12, §. 1476, 1838*.

Leuchtgas durch eine Gummiröhre unter die positive oder die negati
Elektrode geleitet, so wird der Ton des positiven Büschels erhöht, d
des negativen vertieft; entsprechend wird das erstere kürzer, das zweit
länger [1]).

827 Von dem Stoff der Elektrode ist die Gesammtausbreitung der Büsche
unabhängig, nur der leuchtende, aus Metalltheilchen gebildete Theil is
bei leichter zu zerstäubenden Metallen grösser.

Ueber die Büschelentladung in Flüssigkeiten und auf der Oberfläch
von Dielektricis siehe die betreffenden Capitel.

828 Man kann nachweisen, dass, wie wir schon mehrfach erwähnten, die
Büschelentladung mit einer mechanischen Fortführung materieller Theilchen verknüpft ist.

Stellt man vor das zugespitzte Ende eines an den Conductor der
Elektrisirmaschine angeschraubten horizontalen Drahtes ein leichtes
Schaufelrädchen aus steifem Papier, welches sehr leicht auf einer durch
seine horizontale Axe hindurchgesteckten Nähnadel läuft, so geräth diese
elektrische Mühle beim Drehen der Scheibe der Elektrisirmaschine
in Rotation. Somit werden bei der von der Spitze ausgehenden Büschelentladung die Luft, resp. Metalltheilchen von der Spitze fort gegen das
Rädchen hingetrieben, wodurch der sogenannte elektrische Wind [2])
entsteht.

Man kann diese Luftbewegung auch direct fühlen, wenn man vor
die Spitze die Hand hält oder sie beobachten, wenn man eine eben ausgeblasene Kerze davor stellt. Der Rauch wird fortgeblasen [3]). Ein Stück
brennenden Phosphors, welches, auf einer nach unten gebogenen Spitze
befestigt, eine Wolke nach oben sendet, bläst beim Elektrisiren einen
langen, nach unten gehenden leuchtenden Kegel aus [4]). Wird die Spitze
mit einer nichtleitenden Hülle, z. B. einem Glashütchen bedeckt, so tritt
der Wind nicht ein.

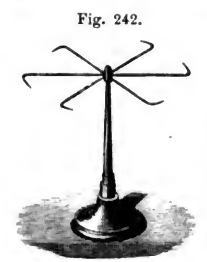
829 Macht man die an einem elektrischen Körper angebrachte Spitze
beweglich, indem man z. B. den Körper an zwei Seidenfäden bifilar aufhängt, gegen deren Ebene die Spitze senkrecht steht, so wird sie beim
Ausströmen der Elektricität in Folge der Reaction bei dem Fortschleudern
der elektrisirten Luft und glühenden Theilchen der Körper rückwärts
bewegt. Formt man analog, wie Wilson zuerst angegeben und Hamilton [5]) beschrieben hat, eine Sichel aus Metall, Fig. 241, die auf
einer mit dem Conductor verbundenen, auf einem Glasstabe isolirten

---

[1]) Holtz, Carl's Rep. 17, p. 340, 1881*; Beibl. 5, p. 463*. — [2]) Beccaria, Elettr. artif. p. 328*. — [3]) Beccaria, ibid. — [4]) Wilke, siehe Priestley, Histoire de l'El. 2, p. 128; deutsche Ausgabe, p. 195, 1772*. — [5]) Hamilton, Phil. Trans. 51, p. 905, 1760*.

Spitze schwebt, so rotirt dieses elektrische Flugrad aus demselben Grunde so, dass sich die Spitzen der Schicht rückwärts bewegen. Stellt man die Sichel vor einem elektrisirten Conductor auf und leitet die sie tragende Spitze ab, so rotirt sie ebenfalls in Folge des Ausströmens der Influenzelektricität.

Fig. 242.



Die Bewegung der elektrischen Sichel ist die gleiche bei Ladung mit positiver und negativer Elektricität [1]).

Diese Reactionserscheinung ist zur Bestimmung der Ladung eines Körpers mit Elektricität verwendet worden, indem man den Drehungswinkel bestimmte, um den eine mit demselben verbundene, an einem elastischen Draht oder auch bifilar aufgehängte elektrische Sichel aus ihrer Gleichgewichtslage zurückwich [2]).

Steht die mit dem Conductor verbundene Sichel in einem isolirten Metallgefäss oder in einer Glasglocke, so laden sich letztere bald so stark mit der Elektricität der Sichel, dass sie aufhört zu rotiren [3]). Berührt man das Glas aussen mit der Hand, so wird die entgegengesetzte Elektricität ausserhalb angehäuft und die Sichel beginnt ihre Bewegung von Neuem [4]).

**830** In sehr verdünnter Luft bewegt sich das elektrische Flugrad nicht, wohl aber in Terpentinöl und Benzol. Dabei ist indess zu beachten, ob nicht durch secundäre elektrische Ausströmungen die Flüssigkeit selbst in eine durch aufgestreute Korkstückchen nachweisbare Rotation geräth und das Flugrad nur mitreisst. Dann kann dasselbe auch wohl mit seinen Spitzen nach vorwärts rotiren.

Befestigt man kleine Stanniolscheiben oder Siegellacktropfen auf den Spitzen, so rotirt es ebenfalls oft in letzterem Sinne, da nun die auch im Dunkeln sichtbaren Büschelentladungen überwiegend hinter jenen Körpern rückwärts stattfinden [5]).

---

[1]) Kinnersley, Phil. Trans. 1762, p. 86*. — [2]) Vergl. Melde, Zeitschr. f. Instrumentenkunde 1, p. 76, 1881*; Beibl. 5, p. 563, 6, p. 800*. Kaempfer, Wied. Ann. 20, p. 601, 1883*. — [3]) Cigna, Miscell. taurinensia 5, p. 97; Riess, Reibungselek. 2, p. 154, §. 695*. Cavallo, Treatise of elektr. Lond. 1795, 1, p. 296, deutsch p. 191, Leipzig 1779*. — [4]) Aehnliche Versuche von C. Tomlinson, Phil. Mag. [4] 27, p. 209, 1864*. — [5]) Tomlinson l. c. Die Ursache der Rotation des elektrischen Flugrades ist verschieden gedeutet worden. Da die positive und negative Elektricität sich gleich verhalten, konnte die Erklärung Kinnersley's (Phil. Trans. 1762, p. 86*), nach welcher die Spitzen bei ihrer positiven Elektrisirung einen Ueberschuss von Elektricität an die Luft ausströmten, bei der negativen umgekehrt von der Luft einen Ueberschuss erhielten, und so eine entgegengesetzte Bewegung in beiden Fällen eintreten sollte, nicht aufrecht erhalten werden. — Dagegen nahm Hamilton (l. c., auch Encyclopaedia metropol. 1824, p. 78) an, die aus der Spitze ausströmende Elektricität, welche sich auszudehnen suchte, fände einen Widerstand an der Luft und so würde die Spitze zurückgedrückt. — Beccaria (Elettricismo artificiale, [4] p. 338, Torino 1771*) führt die Wirkung ebenfalls auf die Expansion beim Austreten der Elektricität

831 Auf denselben Ursachen beruht es auch, dass eine in der Nähe der Scheibe einer Elektrisirmaschine nach Art einer Magnetnadel balancirte und isolirt aufgestellte Nadel von leitendem Stoff bei der Drehung derselben in Rotation geräth, meist so, dass das der Scheibe zugekehrte Ende den ihm entgegenkommenden Theilen der Scheibe zustrebt. In gleicher Höhe mit der Axe derselben erfolgt daher keine Rotation [1]). In dem der Scheibe zugewandten Ende der Nadel wird die der Scheibenelektricität ungleichnamige Elektricität vertheilt, während aus der entfernten Seite derselben die gleichnamige in die Luft entweicht. Da die Scheibe da, wo sie vom Reibzeug kommt, stärker elektrisch ist, als fern von demselben, so findet die Anziehung des erst erwähnten Endes der Nadel entgegen der Rotationsrichtung der Scheibe statt.

832 Unmittelbar hieran schliessen sich auch die folgenden Erscheinungen. Wenn man eine Nähnadel mit abgebrochenem Oehr einmal mit der Spitze, dann mit dem stumpfen Ende dem Knopf einer geladenen Flasche nähert, so wird sie im ersten Falle vom Knopfe dauernd abgestossen, im zweiten angezogen und bleibt an dem Knopf haften [2]), gegen den sie der von der Spitze ausgehende elektrische Wind treibt.

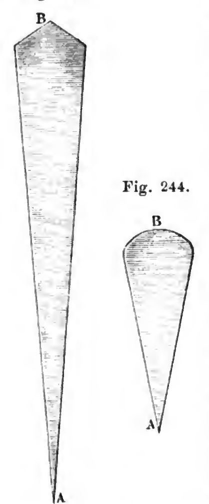


Fig. 243. Fig. 244.

Beide Erscheinungen treten vereint an dem sogenannten goldenen Fisch [3]) auf.

Wird ein Stück Rauschgold in der Form der Fig. 243 und 244 ausgeschnitten und mit der Spitze $A$ dem Conductor der Elektrisirmaschine genähert und losgelassen, so fliegt es auf ihn zu, ladet sich mit der gleichnamigen Elektricität und wird dann stark abgestossen. Wird der „Fisch" aber mit dem breiten Ende $B$ dem Conductor genähert, so fliegt er zwar ebenfalls auf ihn zu, bleibt aber in einiger Entfernung von ihm frei schweben. — Die Anziehung der Elektricität des Conductors gegen die in $B$ vertheilte ungleichnamige Elektricität, sowie die Rückwirkung des von $A$ ausgehenden elektrischen Windes halten hier der Abstossung der, wenn auch ferneren, so doch viel dichteren Elek-

zurück, welche die Spitze rückwärts, die Luft vorwärts treibt, wie beim Zerstäuben einer Papiermasse durch die Entladung der Batterie, Cavallo, l. c., Cuthbertson (Practical Elect. 1807, p. 24), auch Riess l. c. u. A. erklären sie durch die gegenseitige Abstossung der Luft und Spitze. Biot (Traité, 2, p. 324, 1816*, ähnlich de la Rive, Becquerel, Pouillet u. A.) vergleichen richtiger Weise die Erscheinung mit der der Turbine.

[1]) E. F. August, Pogg. Ann. 81, p. 315, 1850*. — [2]) Riess, Pogg. Ann. 89, p. 164, 1853*; Abh. 1, p. 223*. — [3]) Franklin, Sämmtliche Werke, deutsch von Wenzel, 1780, p. 112*.

tricität in $A$ und der rücktreibenden Kraft des schwächeren Windes in $B$ das Gleichgewicht. Da bei der Annäherung des Fisches an den Conductor die Abstossungskräfte stärker zunehmen, als die Anziehungskräfte, und umgekehrt bei der Entfernung, so bleibt der Fisch in seiner Lage schweben [1]).

Hat derselbe an der einen Seite eine kleine Spitze, von welcher die Elektricität ausströmt, so dreht er sich schnell um seine Axe [2]).

833 Auf der ungleichen Ausbreitung der positiven und negativen Entladung beruhen die folgenden Versuche.

Bringt man eine Korkkugel in einer aus einem recht trocknen Kartenblatt gebildeten Rinne zwischen die Kugeln des Ausladers, die je etwa $^3/_4$ Zoll von der Korkkugel abstehen, so wandert die letztere in Folge der stärkeren positiven Büschelentladung gegen den negativen Knopf [3]).

Wird eine Glasplatte [4]) (oder Ebonitplatte) [5]) aus zwei Fäden von $^1/_2$ bis 1 m Länge zwischen den einige Centimeter von einander entfernten Kugelelektroden der Holtz'schen Maschine bifilar so aufgehängt, dass ihre Ebene auf der Verbindungslinie der Elektroden senkrecht steht, so wird sie ganz analog gegen die negative Elektrode hingetrieben. Ist die eine Seite der Platte mit Stearin bedeckt, so ist diese Wirkung kräftiger, wenn die bedeckte Seite der positiven Elektrode gegenübersteht, weil das Stearin die Ausbreitung der Elektricität hemmt. Bald tritt eine Durchbohrung des Glases ein.

Der Versuch gelingt nach Doubrava nur, wenn die Elektroden so weit entfernt sind, dass die Büschelentladung eintritt. Im Dunkeln erreicht das positive Büschel die Platte, das negative nicht. Nachher ist am Elektrometer die Platte an beiden Seiten positiv.

Wird die Platte durch ein Paar durch ein Glasstäbchen verbundene Glimmerblättchen ersetzt, welche beide von den von den Elektroden ausgehenden Büscheln erreicht werden, so gelingt der Versuch nicht.

Auch bei Ableitung einer Elektrode zur Erde gelingt er; ebenso bei Anwendung einer Metallplatte, die stets dabei beim Verweilen zwischen den Elektroden positiv geladen ist.

Wird die Platte vor dem Versuche irgendwie geladen, so geht sie nach der Seite der ungleichnamigen Elektrode.

Ist die eine Elektrode eine Kugel, die andere eine Spitze, so geht die Platte zur Kugel und zeigt die Elektricität der Spitze.

Die Erscheinung rührt also von der Ladung der Platte durch das längere positive resp. an der Spitze leichter erzeugte Büschel her.

---

[1]) Siehe Riess, l. c. Fernere Literatur: Tomlinson, Phil. Mag. [4] 27, p. 202, 1864*. Gaugain, Mondes, 8, p. 750, 1865*. Laborde, ibid. 7, p. 631, 1865*. — [2]) Wilke, Franklin's Briefe, Anm. §. 52*. — [3]) Gehler's Wörterb. 4 [1], p. 429*. — [4]) von Waltenhofen, Wien. Ber. 79 [2], p. 336, 1879*; Wied. Ann. 8, p. 466, 1879*. — [5]) Doubrava, Wien. Ber. 80 [2], p. 476, 1879*; Wied. Ann. 8, p. 476, 1879*; Untersuchungen über elektrische Zustände, Prag 1881*.

Werden mit den Elektroden zwei mit ihren äusseren Belegungen verbundene Leydener Flaschen verbunden und durch einen Auslader die Ueberladungen der Flaschen verhindert, so zeigen die Elektroden nur dunkle Entladungen, von denen also die negative bei geringerer Spannung übergeht. Eine Ebonitplatte geht jetzt zwischen Kugel oder Spitzenelektroden zur positiven Elektrode hin und erweist sich negativ geladen.

In Terpentinöl erhält eine Metallplatte keine, in Olivenöl positive Ladung.

834 Der Einfluss der Art der Elektricität bei diesen Erscheinungen zeigt sich noch bei folgendem Versuch.

Eine kreisförmige, 22 mm grosse Pappscheibe wird zur Hälfte auf ihrem Rande mit einem 10 mm breiten, nach beiden Seiten gleich weit über denselben hervorragenden Pappstreifen beklebt und ihm diametral gegenüber mit einer kleinen, etwas über die Scheibe hinausreichenden Stanniolspitze versehen. Isolirt in horizontaler Lage zwischen zwei 100 mm grossen, mit den Polen eines Inductoriums verbundenen, möglichst weit entfernten verticalen, schwach concaven Metallplatten aufgehängt, stellt sie sich mit der Spitze gegen die positive Platte. Ist die Scheibe beweglich an einem Hebel aufgesetzt, so wird sie nach der Einstellung zum negativen Pol hingezogen[1]).

Denken wir uns die Scheibe mit der Spitze einmal der einen und dann der anderen Elektrode zugedreht, so entsteht an ihr überwiegend ein Büschel, wenn sie durch Influenz positiv elektrisirt wird, d. h. gegenüber der negativen Elektrode. Durch Reaction entfernt sie sich also von derselben und dreht sich mit der Spitze gegen die positive Elektrode hin. In Folge derselben Reaction entfernt sich dann die Spitze mit der Platte selbst von letzterer.

835 Der elektrische Wind befördert die Verdunstung. Flüssigkeiten in flachen[2]), nicht zu tiefen[3]) Schalen verdunsten elektrisirt schneller als unelektrisch. Diese Verdunstung findet noch stärker statt, wenn der zur Erde abgeleiteten Schale eine mit dem Conductor der Elektrisirmaschine verbundene Kugel oder ein ebenso verbundenes Drahtnetz[4]), noch besser ein Bündel spitzer Drähte genähert wird und dabei ein auf den Rand der Schale gelegter Glasring den Uebergang der Elektricität zu ersterem hindert. Dabei kühlt sich in Folge der stärkeren Verdampfung die Flüssigkeit mehr ab, als ohne Anwendung der Elektricität, wie durch Thermoelemente oder Thermometer nachgewiesen werden kann[5]).

Bei Elektrisirung der Flüssigkeit selbst wird der stets mit conden-

---

[1]) Holtz, Wied. Ann. 12, p. 477, 1881*. — [2]) Vergl. hierüber Nollet, Recherches sur les causes des phén. électr. 1749, p. 315, deutsch p. 268*. — [3]) Beccaria, Elettricismo artificiale, Torino 1772, p. 274*, dagegen van Marum und Pfaff, Beschreibung einer Elektrisirmaschine, 2. Forts., p. 37*; Gehler's N. phys. Wörterb. 3, p. 289, 1827*. — [4]) Mascart, Compt. rend. 86, p. 575, 1878*. — [5]) Peltier, Sur les trombes, p. 79, 1840*.

sirten Wassertheilchen vermischte Dampf über derselben abgestossen und somit schneller von der Oberfläche entfernt. Bei der Erzeugung des elektrischen Büschels und Windes an Spitzen über der Flüssigkeit wird einmal die Luft darüber schneller erneuert; dann wird auch durch die elektrisirten Theilchen in der Luft der feuchte Dampf angezogen und so ebenfalls von der Flüssigkeitsoberfläche entfernt.

Einige weitere, sich an diese Verhältnisse anschliessende und leicht zu erklärende Phänomene hat von Waha[1]) beobachtet. 836

Verbindet man eine der Kugelelektroden der Holtz'schen Maschine mit einer Spitze, welcher man eine Thermosäule gegenüberstellt, so zeigt die letztere eine Abkühlung an, so lange Funken zwischen den Elektroden übergehen; bei weiterem Abstande der letzteren im Gegentheil eine Erwärmung. Bei wachsendem Abstande der Spitze von der Säule wird letztere geringer und zuletzt kehrt sich der Ausschlag der mit dem Galvanometer verbundenen Thermosäule um. Ist die Spitze negativ statt positiv, so ist die Wirkung schwächer.

Stellt man unter eine elektrisirte Spitze eine Metallschale voll Wasser, auf dem kleine Korkstückchen schwimmen, so wird das Wasser unter der Spitze heruntergedrückt und die Korkstückchen bewegen sich zum Rande.

Oel statt des Wassers zeigt unter der Spitze eine regelmässige Vertiefung, in welche die leuchtende Entladung eintritt, welche sich in einzelnen Strahlen zum Rande verbreitet. Das Oel wird in Tropfen herausgeschleudert. Bei grösserer Entfernung wird die Vertiefung weiter; die Strahlen werden weniger zahlreich, an den Enden entstehen kleine Vertiefungen. Bei Anwendung von geschmolzenem Schellack, der während des Versuchs erstarrt, kann man diese Erscheinungen fixiren (s. w. u.).

Wird statt der Schale ein Glascylinder mit abgeleitetem metallenem Boden und Petroleum verwendet, so steigt dasselbe an den Wänden in die Höhe. Bringt man einige Tropfen Wasser oder Quecksilber hinein, so steigen sie in Tröpfchen bis an die Oberfläche des Petroleums, sinken wieder nieder u.s.f., wie beim elektrischen Hagel. Bei mehr Wasser erheben sich nach heftigen Bewegungen Kegel von demselben bis zur Oberfläche des Petroleums, die aus ihren Spitzen kleine Kugeln nach allen Seiten aussenden.

Bei Quecksilber erheben sich bei einer gewissen Ladung Tausende von Tröpfchen und spritzen von der Oberfläche aus dem Apparat hinaus. Bei weiterem Abstande der Spitze gehen kegelförmige Erhebungen vom Quecksilber aus, die sich im Petroleum ausbreiten und rotiren. Gewöhnliches Oel zeigt die Erscheinungen nicht und wird milchicht.

Führt man durch den Boden eines weiten Glasgefässes zwei mit den Polen der Holtz'schen Maschine verbundene Spitzen und giesst

[1]) von Waha, Publ. de l'Inst. de Luxemb. **14**, p. 24, 65, 1874*; Wied. Ann. **4**, p. 68, 1878*.

Petroleum hinein, bis es die Spitzen gerade bedeckt, so bewegt sich d selbe; dann erhebt sich von der negativen Spitze ein fast meterhol Strahl; von der positiven werden kleine Tropfen nach der negativen g schleudert. Zwischen den Spitzen erhebt sich eine erhöhte Schicht. Aehnlich kann man den kürzeren Schenkel eines Uförmigen Rohres einer Spitze ausziehen, das Rohr mit Wasser füllen und durch einen den längeren Schenkel eingesenkten Draht elektrisiren. Das Wasser sprit dann aus der Spitze in Strahlen heraus.

## 3. Glimmentladung.

837 Mit dem Namen der Glimmentladung[1]) dürften verschieden Phänomene bezeichnet worden sein. Einmal das Leuchten von Körper (namentlich negativ elektrisirten Spitzen) bei der Bildung sehr kurze Büschelentladungen unter Theilnahme des Metalls; dann aber hauptsäch lich Gasentladungen, wie wir sie in luftverdünnten Räumen kennen ge lernt haben und die auch bei gewöhnlichen Drucken erscheinen können Die Körper bedecken sich dabei an den kritischen Stellen mit einen matten Lichtschein, welcher in der Luft bläulich ist. Die speciellen Be dingungen für das Auftreten der Glimmentladungen sind nicht in allen Fällen genau zu fixiren.

838 Wie schon aus dem Früheren folgt, nimmt bei den verschiedenen Entladungsformen auch das die Elektroden umgebende Gas an der Entladung Theil; die Glimmentladung begleitet stets die Büschel- und Funkenentladung. Ist durch den ersten Elektricitätsdurchbruch das Gas an der kritischen Stelle der Elektrode zerstäubt und verdünnt, so können die im Leitersystem zurückbleibenden Elektricitätsmengen auch nach Beendigung der Metallentladung sich durch das verdünnte Gas entladen, wie man z. B. an dem Bilde der Funken im rotirenden Spiegel (vergl. §. 577) und an den Spectren der Büschel und Funken erkennen kann.

Je bedeutender die der ersten Entladung folgenden Elektricitätsmengen sind, desto lebhafter ist die Glimmentladung, so z. B. namentlich bei der Entladung des Inductoriums zwischen zwei conaxialen dünnen Drähten, bei der sich die negative Elektrode, an welcher der zur Entladung erforderliche Antrieb kleiner ist, mit blauem Glimmlicht bedeckt (siehe das Capitel Funkenentladung des Inductoriums).

839 Das Glimmen erscheint deshalb namentlich an feinen Spitzen, weniger leicht an dicken Drähten; es zeigt sich an einem abgerundeten Ende eines Conductors bei starker Wirkung der Elektrisirmaschine, während bei schwacher nur Büschel auftreten[2]).

---

[1]) Vergl. Beccaria, Elettricismo artificiale, p. 351*. — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. 12, §. 1468 u. f., 1838*.

Nähert man einer elektrischen Kugel die Hand, so erscheint ihr gegenüber ein Büschel; wird die Elektricität schneller zugeführt, so verwandelt sich das Büschel in Glimmlicht, welches bei Hin- und Herbewegung der Hand folgt [1]).

Da bei den stärker gekrümmten Flächen die einzelnen Entladungen zunächst in Büschelform schneller auf einander folgen, ebenso wie bei schnellerer Elektricitätszufuhr, bleibt in beiden Fällen die die kritische Stelle umgebende Luft stärker verdünnt und in ihr kann die Gasentladung vor sich gehen, eventuell, wenn die Verdünnung durch die folgende Entladung anhält, ohne neue Büschelerscheinung.

Nähert man einer elektrisirten Kugel eine Spitze, wodurch von der Spitze auf die Kugel eine Büschelentladung trifft, so glimmt die Kugel, da hierdurch ebenfalls die elektrische Dichtigkeit gegenüber der Spitze vermehrt wird und so einer ersten Büschelentladung das Glimmen folgen kann. Dabei ist zu berücksichtigen, dass, wenn z. B. das positive Büschel bis in die Nähe der negativen Elektrode vorschreitet, durch Influenz die Elektricität der letzteren anders vertheilt wird und so das Glimmlicht von allen Stellen ausgehen kann, auf welche die Büschelentladung auftrifft, deren Elektricität sich im Glimmlicht mit der der Kugel vereint. Je nach der Entfernung der Spitze können in Folge dessen verschiedene Verhältnisse eintreten. Wird einer Kugel, welche glimmt, in weiter Entfernung eine Spitze genähert, so entsteht ein Büschel, bei grosser Annäherung erscheint das Glimmen wieder [2]). Bei zu grosser Annäherung der Spitze wird die Dichtigkeit zu gross, Funken gehen über.

Umgekehrt kann die negative Glimmentladung in Folge veränderter Elektricitätsvertheilung die Form eines Büschels annehmen, wenn man einer stumpfen negativen Spitze eine grosse positiv elektrisirte Kugel nähert oder einer positiv geladenen Spitze eine stumpfe negative oder auch einen schlechten Leiter, den Finger, grünes Holz, eine feuchte Schnur nähert.

Wird das Ende eines Stabes, welcher sonst glimmt, eingefettet, so liefert er Büschel [3]), indem zur Durchbrechung der Fettschicht ein höheres Potential erforderlich ist, wodurch Metalltheile losgelöst werden.

840 Dabei ist es zuweilen schwerer (z. B. an dem abgerundeten Ende eines 0,3 Zoll dicken Stabes), das Glimmen mit negativer Elektricität zu erhalten als mit positiver, wohl weil durch den geringen Antrieb im ersten Falle die elektrisirte Luft nicht genügend von der Elektrode fortgetrieben wird, um einen für eine reine Gasentladung geeigneten verdünnten Raum zurückzulassen. Aus diesem Grunde beobachtete auch Faraday l. c., dass eine elektrisirte Metallkugel Büschel gab, als er auf dieselbe durch ein Glasrohr von der Seite her einen Luftstrom blies; ebenso

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. 13, §. 1577, 1838*. — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. 13, §. 1578 und 1540*. — [3]) Faraday, Exp. Res. Ser. 13, §. 1541*.

ein sonst nur Büschel liefernder, vorn abgerundeter Metallstab. Doch hängt dies von der Stärke des Luftstromes ab.

841 Auch die Natur des Gases an den Elektroden hat auf die Bildung des Glimmlichtes einen Einfluss. Zu den Versuchen hierüber ersetzt Holtz[1]) die eine Entladungsstange der Influenzmaschine durch eine mit der Gasleitung verbundene Messingröhre, an welche eine mit einer 1 mm weiten Oeffnung versehene Kugel geschraubt oder in die vorn eine Spitze eingesetzt ist. Dieser Elektrode steht eine grössere Kugel oder Hohlscheibe gegenüber.

Bei Gasabschluss und bei Gaszufluss stellen sich die Erscheinungen in der Fig. 245 u. 246 gezeichneten Art dar. Die Stiele der Büschel sind

Fig. 245.

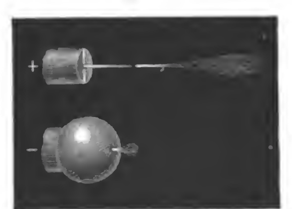
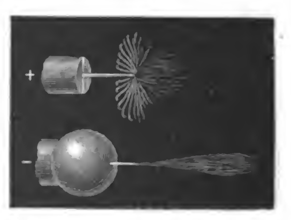



Fig. 246.




dabei im Gase röthlich. Wird die Kugel als positive Elektrode verwendet und der Abstand der Elektroden richtig gewählt, so erscheint an der Kugel in der Luft Glimmentladung. Lässt man den Gasstrom austreten, so wird das Glimmen durch die Büschelentladung ersetzt.

Das Glimmen erscheint in allen Gasen; in Terpentinöl erscheint es schwer, ist sehr dunkel und wenig ausgedehnt.

842 Dass in verdünnter Luft die Glimmentladung leichter auftreten kann, haben wir schon erwähnt[2]). Da das für den Beginn der Entladung erforderliche Potential kleiner ist, also cet. par. die auf der Flächeneinheit der kritischen Stelle angehäufte Elektricitätsmenge, so wird das Metall der Elektrode immer weniger mitgerissen, bei der Verdünnung erscheint an Stelle der Büschelentladung die Glimmentladung.

843 Da für die Gasentladung ein geringeres Potential erforderlich ist, können an derselben auch Stellen der Elektrode neben der des Maximalpotentials theilnehmen, wenn an ersterer Stelle die fortgetriebene Luft verweilt und dadurch auch an letzteren Stellen das Entladungspotential

[1]) Holtz, Carl's Rep. 17, p. 340, 1881*, Beibl. 5, p. 463*. — [2]) Vergleiche Faraday, l. c., §. 1464.

erreicht wird. Das Glimmlicht kann sich deshalb namentlich an schwächer gekrümmten Stellen über grössere Flächen ausdehnen.

Eine ausführliche Beschreibung der Erscheinungen des Glimmlichts auf Metallplatten, welche mit Seidenpapier, Seidenzeug u. s. f. überzogen sind, hat Holtz[1]) gegeben. Insofern diese Schichten nur dünn sind, sich also direct laden und die Entladungen von ihren kleinen Rauhheiten ausgehen können, vertheilt sich auf ihnen die Elektricität gleichförmiger als auf Metallplatten; das Glimmlicht kann sich auf ihnen bei Gegenüberstellung einer elektrisirten Spitze regelmässiger zeigen. Bei dickeren Schichten dienen die Ueberzüge als Isolatoren, auf denen sich die von der Spitze kommenden Elektricitäten je nach ihrer Art ausbreiten (vergl. das betreffende Capitel). 844

Wir führen nur einige dieser Versuche an und fügen die nächstliegenden Erklärungen bei.

Sind beide Elektroden nicht abgeleitet, so ist die negative Lichtfläche bei einfachem Seidenbezug grösser als die positive; etwas grösser bei Ableitung der einen oder anderen Elektrode. Ist die Spitze abgeleitet, so ist die Lichtfläche bei positiver und negativer Ladung gleich klein, wird die Ableitung aufgehoben, so wächst die positive Lichtfläche nur wenig, die negative bedeutend. Wird die Fläche abgeleitet, so wird der Lichtkreis im ersten Moment grösser und in der Mitte dunkler; doch gleicht sich dies bald wieder aus.

Diese Erscheinungen erklären sich wiederum aus dem für die negative Entladung erforderlichen geringeren Potential, wonach auch die Verringerung desselben von der der Spitze gegenüberliegenden Centralstelle nach den Seiten hin für die negative Entladung von geringerem Einfluss ist, als für die positive u. s. f. (vergl. §. 753).

Legt man unter die Seidenlage einer Metallscheibe einen Papierstreifen, so tritt derselbe auf der leuchtenden Fläche dunkel, legt man auf eine Holzscheibe unter die Seidenlage einen Stanniolstreifen, so tritt er leuchtend hervor. Auch dies ist in Folge der verschiedenen Zuströmung der Elektricität zu den Flächen von vornherein klar.

Der Schatten eines Schirmes ist auf der dunkleren Fläche grösser, offenbar, weil die Büschellichtstrahlen gegen die leuchtenden, elektrisch stärker geladenen Seiten hingezogen werden.

Bei einer convexen Kugelfläche (Kugeln von 25 bis 200 mm Durchmesser) ist die mittlere Grösse der Lichtfläche um so kleiner, je stärker die Fläche gekrümmt ist; wie zu erwarten, in Folge des Abfalls des Potentials. Bei Ableitungen der einen oder anderen Elektrode ändert sich demgemäss die Grösse der Lichtfläche um so mehr, je kleiner die Kugel ist. Bei Ableitung der Spitze wird die Lichtfläche, namentlich wenn sie

---

[1]) Holtz, Göttinger Nachr. 1880, p. 545, 1881, p. 80*; Carl's Rep. 17, p. 481*; Beibl. 5, p. 148, 463*.

positiv ist, mit Abnahme des Kugelradius immer kleiner. Bei Ableitung der Kugel dehnt sich die Lichtfläche, namentlich bei positiver Ausstrahlung mit der Kleinheit der Kugel über einen immer grösseren Theil derselben aus.

Auf einer convexen Cylinderfläche sind dem entsprechend die leuchtenden Flächen oval in der Richtung der Cylinderaxe verlängert, um so mehr, je stärker der Cylinder gekrümmt ist. Der Schatten eines Schirms ist dann auch in der Richtung der Cylinderaxe verlängert, eben in Folge der Rückwirkung auf die Büschelstrahlen; an einer concaven Cylinderfläche ist im Gegentheil das Oval in der Richtung der Rundung des Cylinders verlängert[1]).

Wird einer ebenen Fläche eine Kugel gegenübergestellt, so wird die Lichtfläche mit wachsender Grösse der Kugel auf ersterer kleiner und auf der Kugel tritt eine Lichtfläche auf, die mit wachsender Grösse der Kugel immer kleiner wird. Dasselbe erscheint bei zwei Flächen, welche eventuell mit Seide bedeckt sind, wobei die Helligkeit der Lichtflächen an verschiedenen Stellen wechselt.

## 4. Funkenentladung im einfachen Schliessungskreise.

845 Schon §. 801 haben wir kurz die Bedingungen erwähnt, unter denen die Büschelentladung in die Funkenentladung übergehen kann. Dieselben sind:

1) ein relativ hohes, zum Beginne der Entladung erforderlicher Antrieb,

2) eine bei gleichem Antrieb sich entladende bedeutende Elektricitätsmenge, sei es nur beim Beginne der Entladung an der kritischen Stelle der Elektroden, sei es im Ganzen, durch Vergrösserung der Leitersysteme.

Aus diesem Grunde schlagen z. B. zwischen einer schwach gekrümmten Stelle eines Conductors, einer mit ihm verbundenen Kugel, und einer ihr gegenüber gestellten Platte Funken über, während sich zwischen einer an demselben Conductor angebrachten Spitze und der Platte Büschelentladungen zeigen, da im ersten Falle der Conductor mit einer viel grösseren Elektricitätsmenge geladen werden muss, um den zum Beginne der Entladung erforderlichen Antrieb hervorzurufen, als im zweiten.

Aehnlich verhält es sich, wenn die Luft zwischen den Elektroden mehr oder weniger verdünnt oder durch Wasserstoff ersetzt ist. Da hier

---

[1]) Dass Staubringe (s. w. u.) gerade das Gegentheil zeigen müssen, ist klar, da sie durch die Ausbreitung der Elektricität der Spitze auf dem Cylinder entstehen, und diese in der Richtung des grössten Abfalls des Potentials erfolgt, senkrecht zur Axe eines convexen Cylinders.

der zur Erzeugung der Entladung erforderliche Antrieb klein ist, ist es auch bei allmählicher Zufuhr der Elektricität zu den Elektroden die dazu erforderliche Elektricitätsmenge; die Funken sind wenig hell.

846 Sind die Leitersysteme klein, so folgt der ersten Entladung an der kritischen Stelle nur eine geringe Elektricitätsmenge, die Beschleunigung der fortgetriebenen Theilchen ist gering; die Entladung kann in einer Büschelentladung oder einem sehr schwachen Funken bestehen. Sind aber die Leitersysteme gross, bestehen sie z. B. aus den Belegungen eines Condensators, einer Leydener Batterie, und sind die Elektroden des Funkens mit ihnen durch gute Leiter verbunden, so dass die Elektricitäten ihnen nach dem Beginne der Entladung sehr schnell zuströmen können, so bleibt das Potential an den Elektroden noch längere Zeit auf der zum Uebergange von Metallfunken erforderlichen Höhe. Der Metallfunken wird hell, seine mechanisch zerstäubende Wirkung auf die Luft giebt sich durch einen stärkeren Knall kund. Die für ein Losreissen von Metalltheilchen nicht mehr genügende Elektricitätsmenge, welche sich nach den Metallfunken in Form einer Gasentladung ausgleicht, ist im Verhältniss zu ersterer nur klein.

847 Entsteht dementsprechend zwischen einer Spitze und einer Kugel, von denen die erstere mit dem Conductor, die letztere mit der Erde verbunden ist, eine Büschelentladung, so schlägt zwischen beiden ein Funken über, wenn sie mit den beiden Belegungen der Leydener Batterie verbunden werden, und zwar um so leichter, je grösser die geladenen Flächen und angehäuften Elektricitäten sind [1]. In ähnlicher Weise bemerkt man an einer Influenzmaschine eine Steigerung der Maximalschlagweite, innerhalb deren Funken überschlagen, durch Verbindung der Conductoren mit den inneren Belegungen von ausserhalb abgeleiteten Flaschen [2].

848 Führt man analog zweien Elektroden, zwischen welchen Büschel auftreten, z. B. zweien kleinen Kugeln, die Elektricitäten etwa durch schnelleres Drehen der Scheibe der Maschine [3] schneller zu, so geht, wenn dabei die Elektricität relativ schneller zu- als abfliesst, ebenfalls die Büschelentladung in eine Funkenentladung über, wobei sich selbstverständlich je nach der Grösse und Gestalt der Conductoren und Leiter die Verhältnisse verschieden gestalten können [4].

849 Aus diesen Gründen wird auch eine geladene Leydener Flasche bei langsamer Annäherung einer Spitze an ihren Knopf ohne Funken ent-

[1]) Gaugain, Ann. de Chim. et de Phys. [4] **8**, p. 88 u. f., 1866*; Compt. rend. **61**, p. 124, 789, 1865, **62**, p. 235, 1866*; auch Fewkes, Sillim. J. [3] **7**, p. 496, 1875*. — [2]) Vergl. Holtz, Wied. Ann. **11**, p. 708, 1880*. — [3]) Faraday, Exp. Res. §. 1528*; vergleiche auch die Versuche von Rijke mit dem Inductorium, Pogg. Ann. **111**, p. 612, 1860*. — [4]) Gaugain, l. c.

laden[1]), indem allmählich durch die von ersterer ausgehende Büschelentladung die positive Elektricität der inneren Belegung neutralisirt wird. Nähert man die Spitze dem Knopfe schnell, so geht ein Funken über.

In ähnlicher Weise erhält man an den mit Flaschen verbundenen und mit Spitzen versehenen Conductoren der Holtz'schen Maschine bei grösserem Abstand keine Funken, indem sich die Flaschen so gut wie gar nicht laden, während bei kleinerem Abstande Fünkchen auftreten. Wird die eine Spitze, namentlich die negative, durch eine Kugel ersetzt, so treten in Folge der zur Entladung erforderlichen grösseren Ladung ebenfalls Funken auf.

Unterbricht man die Stromesbahn an zwei Stellen, an der einen durch Spitzen, an der anderen durch Kugeln, welche man langsam von einander entfernt, so werden die Büschel zwischen den Spitzen allmählich durch Funken ersetzt, die mit wachsender Entfernung der Kugeln heller werden, da nun vor jeder Entladung grössere Elektricitätsmengen zu den Spitzen gelangen. Man kann so selbst zwischen den Spitzen äusserst feiner Nähnadeln Funken erhalten. Bei sehr grosser Entfernung der Kugeln zeigen sich zwischen ihnen und den Spitzen Büschelentladungen.

850 Der Grund dieses Ueberganges aus der Büschelentladung in die Funkenentladung ist der, dass, wenn plötzlich an einer Stelle der Elektroden eine sehr grosse Elektricitätsmenge angehäuft wird, auch die mit derselben beladenen Metalltheilchen in grösserer Zahl und mit grösserer Anfangsgeschwindigkeit fortgeschleudert werden. War bei langsamer Elektricitätszufuhr ein Büschel gebildet, und folgen bei schnellerer die Büschel so schnell auf einander, dass dadurch eventuell nicht nur die Luft an der Elektrode verdünnt bleibt (wo sich eine Glimmentladung zeigt), sondern stark mit der Elektricität der Elektroden geladen bleibt, so kann nun die Dichtigkeit der Elektricität an der Elektrode so hoch steigen, dass Funkenentladungen eintreten. Welcher Fall eintritt, hängt ganz von den Versuchsbedingungen ab[2]).

851 Lässt man zwischen den Elektroden, zwischen denen eine Büschelentladung stattfindet, einen „Hülfsfunken" überschlagen, so geht nach Faraday[3]) erstere ebenfalls oft in eine Funkenentladung über.

Einen ähnlichen Erfolg hat Gaugain[4]) beobachtet. Zwei Kugeln von 1 cm Durchmesser sind resp. mit der Erde und einer Metallplatte

---

[1]) Der Versuch von Poggendorff, Berl. Monatsberericht, 1869; Pogg. Ann. **139**, p. 341, 1870* (auch Saxtorph, Elektricitätslehre, **1**, p. 308*). — [2]) Nach Riess (Abhandl. **1**, p. 209*) wäre zur Bildung des Funkens nicht nur eine grössere Dichtigkeit der Elektricität, sondern auch ein längeres Bestehen derselben erforderlich, indem ein Hinderniss, ein Uebergangswiderstand zu überwinden wäre, ehe die auf der Oberfläche eines Leiters ruhende Elektricität sich auf die nächste Schicht des angrenzenden Mediums fortpflanzt. — [3]) Faraday, Exp. Res. Ser. **12**, §. 1392, 1838*. — [4]) Gaugain, l. c., p. 92*.

verbunden, welche durch Influenz auf einen an einem Goldblattelektroskop angebrachten horizontalen Metallstab mit Endkugel wirkt, und durch die Elektrisirmaschine positiv geladen wird. Dann geht bei 16° Spannung am Elektroskop die Entladung zwischen den Kugeln in Büschelform über. Darauf wird der die positive Kugel tragende, isolirte Draht etwas von der Metallplatte entfernt. Dann geht von der Platte zum Draht ein Funken über, und darauf erscheinen Funken fortdauernd, wobei die Maximalablenkung der Elektroskope die frühere bleibt, wenn auch die Spannung nach jedem Funkenübergang bedeutend abnimmt. Auch die Länge der Funken kann durch den Hülfsfunken bei sonst gleichen Verhältnissen, gleicher Drehungsgeschwindigkeit der Scheibe u. s. f. zunehmen.

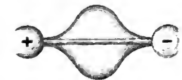
Der Hülfsfunken kann auch zwischen der negativen Elektrode und der Erde angebracht werden, wobei indess die Schlagweite des Funkens zwischen den Elektroden etwas kleiner ist, als wenn ersterer zwischen Metallplatte und positiver Elektrode eintritt.

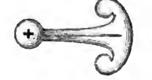
Durch den Hülfsfunken wird bewirkt, dass die Elektroden beim Beginn der Entladung sofort mit grösseren Elektricitätsmengen geladen werden, als ohne denselben, wodurch in Folge der oben angegebenen Ursachen an Stelle der Büschelentladung die Funkenentladung entsteht.

852 Ist durch den zuerst an den Elektroden erscheinenden Funken die Luft verdünnt, so geht stets neben einer etwaigen weiteren Funkenentladung eine Gasentladung her, namentlich von den der kritischen Stelle seitlich gelegenen Theilen aus. Sie folgt den Bahnen der verdünnten Luft und ist um so ausgebildeter, je grösser das die Elektricitäten aufnehmende Leitersystem ist, so z. B. bei Verbindung der Elektroden der Influenzmaschine mit Leydener Flaschen.

Die den Funken umgebende und ihm nachfolgende Lichthülle hat, je nachdem der Funken die Elektroden verbindet oder nur bis gegen die negative Elektrode hin gelangt, etwa die Gestalt der Fig. 247.

Fig. 247.







In einem rotirenden Spiegel, bez. durch eine mit einem radialen Ausschnitt versehene rotirende Scheibe gesehen, erscheint zuerst der helle, geradlinige Funken, dann eine vom positiven Pol ausgehende Lichthülle, welche darauf in der Mitte des Weges zur Kathode Wirbel bildet, die noch nach dem Aufhören der übrigen Erscheinungen einige Zeit andauern [1]).

---

[1]) Hertz, Wied. Ann. 19, p. 85, 1883*. Analoge Erscheinungen sind von Goldstein beobachtet, siehe ibid. p. 86*.

853 Einen ähnlichen Einfluss auf die Entladung hat die verschieden schnelle Zufuhr der Elektricität bei Abänderung der Leitungsfähigkeit ihrer Bahn. Werden die Belegungen einer Leydener Batterie durch sehr schlechte Leiter, feuchte Schnüre oder dergleichen mehr, mit den Funkenelektroden verbunden, oder wird die eine derselben ebenso wie die äussere Belegung der Batterie zur Erde abgeleitet, die andere durch schlechte Leiter mit der inneren Belegung verbunden, dann vermag nach der ersten cet. par. bei gleichem Potential wie im vorigen Falle erfolgenden Entladung die in den Belegungen angehäufte Elektricität den Elektroden nicht so schnell zuzuströmen, dass das durch sie daselbst erzeugte Potential genügt, um noch längere Zeit die Luft in der Funkenbahn in einer Metallentladung zu durchbrechen. Die Metallfunken werden schwächer und die ihnen folgenden Gasentladungen treten in Form einer den Funken umgebenden bläulichen Hülle mehr hervor. Der Funken, welcher ohne Zwischenschaltung der feuchten Schnüre leicht entzündliche Pulver, wie Schiesspulver, ohne Entzündung aus einander sprengte, vermag sie jetzt zu entflammen (siehe das Capitel Thermische Wirkungen der Funken).

854 Noch deutlicher, als bei der Batterieentladung, ist der Einfluss des langsamen Zuströmens der Elektricitäten zur Entladungsstelle beim Inductorium, in welchem die im Inneren der Inductionsrolle erzeugten Elektricitäten zu ihren mit den Elektroden verbundenen Enden nur allmählich hingelangen. Auch hier zeigt die dem Funken folgende Lichthülle ähnliche Verhältnisse, wie sie §. 852 beschrieben sind. Dabei tritt noch die fernere Complication ein, dass nach Aufhören der die Elektricitäten in der Inductionsrolle trennenden inducirenden Wirkung dieselben sich theilweise rückwärts in der Rolle selbst ausgleichen, so dass die an der Unterbrechungsstelle übergehende Elektricitätsmenge, ausser von den oben erwähnten Umständen, auch von der Zeitdauer der inducirenden Wirkung abhängt. Wir werden diese Verhältnisse beim Inductorium in einem besonderen Abschnitte behandeln.

855 Wie in der That durch den Uebergang eines Funkens die Luft für den Durchgang weiterer Elektricitätsmengen geeigneter wird, zeigen auch einige Versuche von Fernet und von Righi.

Stellt man nach Fernet[1]) zwei etwa 2 dm lange Drähte an zwei isolirten Stativen in einem Abstande von einigen Centimetern in nahezu verticaler Lage so neben einander auf, so dass sie sich an dem unteren Ende in einem sehr spitzen Winkel zu einander hinneigen, und verbindet sie mit dem Inductorium, so springt der erste Funken an der untersten Stelle der Drähte über, der nächste etwas höher u. s. f., bis die oberste Stelle der Drähte erreicht ist. Sodann beginnen die Funken wieder an

---

[1]) Fernet, Compt. rend. 59, p. 1005, 1864*; Pogg. Ann. 124, p. 351*.

der untersten Stelle. Jedenfalls wird durch den ersten Funken die Luft erwärmt, welche aufsteigt und so an einer höher gelegenen Stelle dem nächsten Funken einen leichteren Durchgang gestattet u. s. f. Wird daher kalte Luft von oben zwischen die Drähte geblasen, so bleiben die Funken an der tiefsten Stelle. Liegen die Drähte in der Horizontalebene, so bleiben die Funken eben deshalb an der Stelle, an welcher die Drähte einander am nächsten sind.

856 Stehen zwei mit der inneren Belegung einer Leydener Batterie verbundene Kugeln *a* und *b*, Fig. 248, in gleichem Abstande einer Metallplatte *d* gegenüber, und schaltet man nach Righi[1]) zwischen den Kugeln und der inneren Belegung zwei Glasröhren voll Wasser von solcher Länge ein, dass die Funken gelb erscheinen, so kann man leicht erreichen, dass sie gleichzeitig von beiden Elektroden zur Platte übergehen, wohl indem durch die Wassersäulen der Uebergang und die Intensität der Funken vermindert und so die Corrosion der Elektroden durch dieselben verhindert wird, wodurch nach einem einseitigen Uebergange die Funken an derselben Seite verbleiben würden. Wird dann der Abstand beider Kugeln von einander geändert, ohne dass ihr Abstand von der Metallplatte variirt wird, so geht bei genügender Annäherung ein Funken von der einen Kugel zur andern und zugleich ein Funken von *a* zu *d*. Der Funken von *b* zu *a* trifft manchmal dabei den Funken von *a* zur Platte *d* etwa in der Mitte. Entsteht nämlich der Funken *ad* zuerst, so bildet sich in demselben in Folge der Erwärmung ein Weg von geringem Widerstande, welchen der später erfolgende Funken von *b* aus wählt.

Fig. 248.

a b d

Stellt man zwei Kugeln *ab* einer dritten *d* in gleichem Abstande gegenüber, so bilden die von ersteren gegen *d* ausgehenden Funken bei Einschaltung der Wasserstrecken ein Y. Liegen die drei Kugeln in einer geraden Linie, so erscheinen die Funken zwischen ihnen gleichzeitig.

857 Den Einfluss der Dichtigkeit der Elektricität auf die Funkenbildung nimmt man auch bei Aenderung der Abstände zwischen einer elektrisirten Kugel und abgeleiteten Spitze wahr.

Fig. 249.

Wird der elektrisirten Kugel ein abgestumpfter Messingkegel, am besten genau von der Form der Figur 249[2]), in nicht zu grosser Entfernung gegenübergestellt, so würde auf demselben die Elektricität eine solche Dichtigkeit erhalten, dass von ihm die Entladung allein in Büschelform ausgehen würde, wenn nicht durch ihre influenzi-

[1]) Righi, Mem. di Bologna, [4] 2, p. 575, 1881*; Beibl. 6, p. 40*; N. Cimento, [3] 12, p. 190*. — [2]) Riess, Pogg. Ann. 99, p. 1, 1856*; Abhandl. 1, p. 202*, siehe daselbst auch eine von Obigem abweichende Erklärung.

rende Wirkung auf die gegenüberliegenden Stellen der Kugel auch diese daselbst mit so grosser Dichtigkeit geladen würde, dass nun ein Funken zwischen beiden übergeht. In diesem Falle erscheint auf der Kugel eine leuchtende Kuppe, obgleich ihre durch die Torsionswage gemessene Dichtigkeit nicht sehr gross ist. Wird aber die Spitze weiter entfernt, so ist die Rückwirkung der in ihr influenzirten Ladung auf die Kugel geringer. Von der Spitze geht nun die Entladung allein in Form eines Büschels aus, welcher ihre Elektricität entsprechend der Anziehung der Kugel gegen die Vorderfläche derselben hinträgt und daselbst unter Erscheinung eines weiter verbreiteten blauen Lichtes, wie es wesentlich der Gasentladung entspricht, abgiebt. Der Funkenstrom hört also auf. Wird die Spitze noch weiter entfernt, so bedarf es einer stärkeren Ladung der Kugel, um die Spitze zur Erscheinung des Büschels genügend zu influenziren. Da hierbei die Dichtigkeit von der der Spitze gegenüberliegenden Stelle der Kugel nach hinten hin schneller abnimmt, so zieht sich die von der Spitze gegen die Kugel ausgehende Büschelentladung gegen die Vorderfläche der letzteren zusammen und das Büschel wird länger. Auf der Kugel ist ebenso der Lichtfleck auf einen kleineren Raum beschränkt.

Wird die Spitze noch weiter von der Kugel entfernt, so genügt die Influenz nicht mehr, auf ihr eine deutliche zur Kugel gehende Büschelentladung zu erzeugen, ehe nicht auf der Kugel selbst die Dichtigkeit so gross geworden ist, dass von ihrer stärker geladenen Vorderfläche ein Funken zur schwach influenzirten Spitze überginge. So treten bei grosser Nähe und weiter Entfernung der Spitze und Kugel Funken auf, bei einer mittleren Entfernung nicht. Bei noch weiterem Abstande von Kugel und Spitze hören dann wieder die Funken auf und nur Büschelentladungen zeigen sich. So fand Gros[1]) z. B. bei verschiedenen Spitzen die Pausen in der Funkenerscheinung und die längsten Funken bei folgenden Abständen:

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| die Pause bei . . . . | 3 — 11,25 | 3,75 — 18 | 7,4 — 16,9 | 15 — 18″ |
| den längsten Funken . | 17,25 | 30,7 | 32,75 | 26,25‴ |

Diese Erscheinung nennt man nach ihrem ersten Beobachter Gros' elektrische Pausen.

Bei diesen Versuchen ist die Form der abgeleiteten Elektrode ganz wesentlich; sie gelingen bei geringen Abänderungen derselben nur schwierig. Indess erhielt Nairne[2]) auch zwischen einer Kugel von $4^1/_2$ Zoll Durchmesser, welche mit dem 6 Fuss langen, 1 Fuss dicken Conductor seiner Elektrisirmaschine verbunden war, und einer genäherten Kugel von 1 Zoll Durchmesser bei Abständen unter 2 Zoll und zwischen 10 und 16 Zoll Funken; zwischen 2 und 10 Zoll Abstand trat die Pause ein.

---

[1]) Gros, Elektrische Pausen, Leipzig 1776*. — [2]) Nairne, Phil. Trans. 1778, p. 823*.

858 Nähert man von der Seite eine leitende Platte oder die Hand der Kugel oder Spitze, so tritt bei dem Abstande derselben, wo sonst eine Pause erfolgt, eine Funkenentladung auf, da dadurch die Dichtigkeit der Anhäufung auf den gegenüberliegenden Stellen der einen oder anderen vermindert wird und nun ihre Gesammtladung gesteigert werden muss, ehe eine Entladung erfolgt. Nähert man aber beide Hände von den Seiten der Mitte des Funkenraumes, so wird durch die Influenzwirkung die Dichtigkeit auf der Kugel, namentlich aber auf der Spitze gesteigert und die Pause wird wieder hergestellt [1]).

Bei Anwendung von negativer Elektricität sind die Pausen schwer zu erhalten.

In verdichteter Luft erscheinen sie innerhalb engerer Grenzen, als in der Atmosphäre; in verdünnter Luft nur bei schwacher Verdünnung [2]).

859 Wie durch einseitig genäherte Körper kann die Vertheilung der Elektricität auf den Elektroden auch durch einen zwischen sie gestellten Trichter geändert und dadurch die Art der Entladung modificirt werden. So bringt Holtz [3]) zwischen die 25 mm grossen Elektrodenkugeln der Influenzmaschine, zwischen welchen die Schlagweite 150 bis 170 mm ist, einen Holztrichter von 55 mm Tiefe mit resp. 10 und 85 mm weiten Oeffnungen. Liegt der Trichter mit der Spitze an der negativen Elektrode, so wächst die Schlagweite auf 180 mm; liegt er mit der Spitze an der positiven Elektrode, so erhält man keinen Funken. Liegt der Trichter in der Mitte zwischen den Elektroden, so geht der Funken meist nur durch den Trichter, wenn derselbe die grössere Oeffnung nach der positiven Elektrode kehrt; sonst geht er meist aussen herum.

Umschliesst der Trichter (*a*) mit der weiten Oeffnung die eine Elektrode I, so dass seine Spitze der anderen II zugekehrt ist, oder (*b*) umschliesst er erstere mit der engen Oeffnung, so dass er die weite Oeffnung der anderen zukehrt, so sind die Schlagweiten

| Elektrode I | + | — | | + | — |
|---|---|---|---|---|---|
| *a* | 75 | 40 | *b* | 45 | 140 |

Die Schlagweite ist also kleiner, wenn die Spitze nach der positiven Elektrode gewendet ist. — Mit schlecht leitenden Ebonit- und Glastrichtern sind die Unterschiede weniger deutlich, aber doch merklich.

860 Hier wird namentlich auf der von der engeren Oeffnung umgebenen Elektrode cet. par. die Dichtigkeit an der vorderen Stelle vermin-

[1]) Riess, l. c., vergl. auch Righi, Mem. di Bologna, [4] 2, p. 569, 1881*; Beibl. 6, p. 39*. — [2]) Vergl. auch della Casa, Mem. di Bologna, 9, p. 445, 1860*. — [3]) A. W. Holtz, Berl. Monatsber. 1876, p. 486*; Pogg. Ann. Ergzgsbd. 8, p. 168*.





dert, indem durch die Influenz des Trichters, falls er nicht zu schlecht leitet, die Elektricität sich mehr an der dem engeren Rande des Trichters gegenüberliegenden Zone ansammelt. Zum Beginne der Entladung bedarf es grösserer Elektricitätsmengen, die, wie §. 805 ausgeführt ist, eine Funkenentladung veranlassen. Da die Entladung an der negativen Elektrode beginnt, so geht also, wenn die kleinere Trichteröffnung ihr nahe liegt, von ihr die Funkenentladung aus. Ist dieselbe Oeffnung der positiven Elektrode zugewendet, so fängt schon, ehe die grössere, an ihr zur Entladung erforderliche Dichtigkeit an der vorderen Fläche erreicht ist, die Entladung in gewöhnlicher Weise an der negativen Elektrode in Büschelform an; und ein Funken bildet sich nicht.

Da auf diese Weise der Antrieb zur Entladung, welcher die Schlagweite bedingt, überwiegend auf der negativen Elektrode wirksam ist, wächst auch die Schlagweite, wenn die Spitze des Trichters die negative Elektrode umgiebt, und können in diesem Falle die von der negativen Elektrode losgerissenen Theilchen mit grösserer Geschwindigkeit in axialer Richtung bis zur positiven Elektrode gelangen.

Kehrt der zwischen die Elektroden gestellte Trichter seine engere Oeffnung nur der einen Elektrode zu, ohne sie zu umhüllen, so wird an ihrer Vorderfläche das zur Entladung erforderliche Potential schon bei geringerer Ladung erreicht, die Schlagweite nimmt ab, namentlich wenn jene Elektrode die negative ist, von der also wieder die Entladung zuerst ausgeht[1]).

**861** Einen Uebergang zwischen der Büschel- und Funkenentladung bilden die von Riess[2]) beschriebenen schwachen Funken.

Lässt man die Funken der Holtz'schen Maschine mit den Hülfsflaschen zwischen den Entladungskugeln überschlagen, wobei der Stab der negativen Elektrode länger ist, als der der positiven, so tritt bei verlangsamter Drehung der Maschine bei genügend vergrössertem Abstande der Kugeln an Stelle des Stromes der hellen geraden starken Funken eine Reihe schwacher Funken auf. Dieselben sind schmale röthliche, momentan aufleuchtende, in der Mitte absolut dunkle Lichtstreifen, welche lichtschwächer als die starken Funken und von einem weniger lauten, mehr pfeifenden Tone als letztere begleitet sind. Die dunkle Stelle erstreckt sich weiter gegen die negative, als gegen die positive Elektrode. An letzterer erscheint Glimmlicht. Der negative Funkentheil endet in einer scharfen Spitze, der positive in mehreren, oft seitlich gebogenen Spitzen. Oft treffen beide Theile nicht zusammen.

---

[1]) Nach der Erklärung von Holtz sollte der Funken die Folge einer vorhergehenden gestielten positiven Büschelentladung sein. Wird dieselbe verhindert, was namentlich eintreten soll, wenn der Trichter bei Annäherung seiner weiteren Oeffnung an die negative Elektrode seine enge Oeffnung der positiven Elektrode zukehrt oder umgekehrt, so soll dadurch die Schlagweite der Funken vermindert werden. — [2]) Riess, Pogg. Ann. **137**, p. 451, 1869*; Abhandl. 2, p. 109, 115*.

Bei weiterem Abstande der Elektroden treten wieder gezackte starke Funken und endlich negative Büschel und positives Glimmlicht auf.

Bei den schwachen Entladungen muss also die negative Elektrode mehr Elektricität enthalten als die positive und beide müssen in bestimmter Weise angeordnet sein.

Werden die Elektrodenstäbe so gestellt, dass schwache Funken auftreten, und nun die Ladung umgekehrt, so erhält man keine oder nur starke Funken.

Wird die Kugel an der positiven Elektrode vergrössert, so erscheinen die schwachen Funken, wenn die positive Elektrode länger ist, als die negative.

Durch seitliche Annäherung eines Halbleiters an den Schlagraum gelingt es meist, aber nicht immer, die schwachen Funken in starke überzuführen.

Die schwachen Funken heften meist ihren kürzeren Theil an den längeren, den längeren an den kürzeren Elektrodenstab an.

Nähert man, während der Stab der positiven Elektrode lang, der der negativen kurz ist, der positiven Elektrode eine Cartonspitze, so erscheinen schwache Funken von umgekehrter Anordnung der Längen ihrer beiden Hälften. Hierbei wird der positiv elektrischen Flasche Elektricität entzogen und die damit verbundene Kugel wird weniger elektrisch. Nach dem Funken bleibt in der negativen Flasche mehr Rückstand als in der positiven. Aus diesem Grunde erhält man bei Annäherung der Cartonspitze schon bei gleichen Elektroden die schwachen Funken, ebenso indem man einen einerseits zu einem Haken, andererseits zu einem Oval gebogenen Draht an die positive Elektrode anhängt, aus dem ein Theil der Elektricität ausströmt. — An der negativen Elektrode bewirkt dasselbe nur starke Funken.

Werden die Zuleiter erst so gestellt, dass schwache Funken entstehen, und werden sie dann an ihren hinteren Enden unterbrochen und daselbst der eine von ihnen durch eingefügte Drähte oder Wassersäulen, oder beide durch Drahtspiralen verlängert, so bleiben die schwachen Funken mit unveränderter Helligkeit und unverändertem Klang bestehen, im Gegensatz zu den starken Funken. Das Luftthermometer zeigt bei Einschaltung in die negative Elektrode, während an der positiven das ausströmende Oval befestigt ist, während des Auftretens der schwachen Funken keine Erwärmung. Eine solche tritt auf, wenn die schwachen Funken durch Annähern eines Brettes in starke verwandelt werden. Analog bleibt im ersten Falle eine Stahlnadel in einer Spirale, die an Stelle des Luftthermometers gebracht wird, unmagnetisch, im zweiten wird sie stark normal magnetisirt.

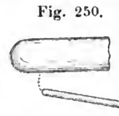
Das Auftreten der schwachen Funken ist auch von der Glasdicke der Flaschen abhängig. Ersetzt man sie durch Condensatoren aus Metallplatten (7 Zoll im Quadrat) mit zwischengelegten Kautschukplatten, so erscheinen bei geringerer Dicke der letzteren starke, bei grösserer

schwache Funken, bei noch grösserer nur rasselnde, unbestimmt geformte Lichtfäden.

862 Bei diesen Versuchen dürfte in Folge der grösseren Ausdehnung ihrer Oberfläche die Kathode später das zum Beginne der Entladung erforderliche Potential erhalten, als die positive; von letzterer geht also die Entladung zuerst aus, und zwar, da der absolute Abfall des Potentials auf der Kathode von der Mitte aus dabei kleiner ist, als wenn sie zuerst das zur Entladung erforderliche Potential bei geringerer Gesammtladung erhalten hätte, in Büschelform nach einer weiteren Fläche der Kathode hin, welche auch demgemäss beim Auftreffen des Büschels Glimmlicht zeigt. Gegen die Mitte, wo die Ladung etwas stärker ist, kann eine Art Büschel als schwacher Funken an der kritischen Stelle stärker hervortreten. Dabei schreitet die früher beginnende positive Entladung weiter gegen die Kathode vor, als wenn beide Elektroden gleichgestaltet sind, und so wird der dunkle Raum im schwachen Funken ebenfalls nach der Seite der Kathode gerückt. In ähnlicher Weise dürften sich die verschiedenen Complicationen der Erscheinung erklären lassen.

863 Zuweilen krümmen sich die Funken, indem der an der geladenen Elektrode ausgeübte Antrieb nicht nach der kürzesten Verbindungslinie der Elektroden gerichtet ist. Lässt man z. B. nach Beccaria[1]) aus dem cylindrischen Conductor der Elektrisirmaschine von dem Ende eines 50 cm langen abgerundeten Metallstabes zu einem eben solchen isolirten Stab Funken überspringen, oder aus dem Conductor zu einem abgeleiteten Stab, Fig. 250[2]), so ist der Funken gekrümmt. Dies kann davon herrühren, dass durch die Abstossung der auf dem Conductor aufgehäuften Elektricitäten die Entladung von vornherein eine schräge Richtung gegen die Verbindungslinie der Elektroden erhält und dann annähernd den Kraftlinien weiter folgt[3]). Aehnliche Krümmungen der Funken zeigen sich auch zwischen zwei gegen einander geneigten Platten.

Fig. 250.



864 Dergleichen Verschiebungen der Funken kann man auch durch seitliche Influenz bewirken.

Werden zwei an verticalen conaxialen Metallstäben befestigte Kugeln und einander gegenübergestellt, mit den Conductoren der Holtz'schen Maschine verbunden und denselben von beiden Seiten auf gleichen Abstand zwei resp. positive und negative Metallplatten und genähert, so biegt sich der Funkenstrom gegen die positive Platte hin, wenn die positive Kugel zur Erde abgeleitet ist, und umgekehrt, da die Influenz

---

[1]) Beccaria, Elettricismo artificiale, p. 239 und 241*. — [2]) Beccaria, ibid. p. 219*. — [3]) Belli, Corso di fisica, 3, p. 572, 1838*.

jedesmal die Anordnung der Elektricität auf der direct geladenen Kugel am meisten ändert und auch die von ihr zuerst ausgehende Büschelentladung am meisten ablenkt, wodurch für den Funken ein Weg von geringerem mechanischem Widerstand gebahnt wird.

Ist die positive Kugel grösser als die negative, und sind beide isolirt, so biegt sich in diesem Falle ebenfalls der Funkenstrom zur positiven Platte hin, da auch hier die Influenz namentlich auf der kleineren Kugel die Vertheilung ändert [1]).

865 Wird die mit der positiven Elektricitätsquelle verbundene Elektrode immer kleiner, während die negative (eine etwa 10 cm grosse Kugel) derselben auf die Entfernung genähert wird, dass gerade die Elektricität übergeht, Fig. 251, so ist der Funken erst gerade, dann gekrümmt, dann theilt er sich in mehrere Zweige und endlich tritt die Büschelentladung ein. Der Funken krümmt sich bei um so kleineren Längen, je stärker die Elektroden gekrümmt sind. Bei grösserer Länge der Funken zeigen sich eigenthümliche Verzweigungen, so z. B. bei den 60 cm langen Funken der grossen Teylyr'schen Maschine in Haarlem, welche zwischen einer 10 cm grossen, mit dem Conductor verbundenen und einer 40 cm grossen Kugel übersprangen, Fig. 252. Die Aeste sind dabei gegen die negative Elektrode gerichtet.

Fig. 251.

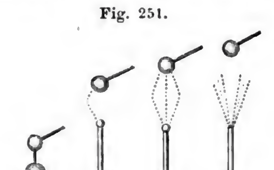
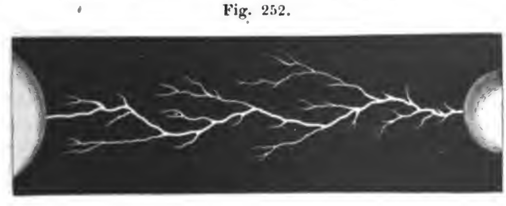


Fig. 252.



866 Diese Zickzackform dürfte durch leitende Theilchen, Stäubchen, Wasserbläschen in der Luft bedingt sein, welche durch Influenz geladen werden, und zu denen von den geladenen Elektroden Funken überspringen, wenn nicht der Antrieb an den Elektroden sehr stark in axialer Richtung wirkt, so dass dann die Gesammtentladung zwischen den Elek-

---

[1]) Righi, Mem. di Bologna, [4] 2, p. 569, 1881*; Beibl. 6, p. 39*.

troden die Gestalt eines Zickzacks hat. Indem sich bei den auf einander folgenden Entladungen die Lage der Theilchen in der Luft ändert, ändert sich auch die Lage der Zickzackfunken. Die Photographien der Funken der Holtz'schen Maschine und des Inductoriums zeigen ebenfalls die bekannte Zickzackform; sie sind bei Condensatoren von geringer Capacität aus einfachen, wenig gekrümmten Lichtlinien gebildet, welche in der Axe am hellsten sind. Längere Funken sind entsprechend den oben erwähnten Gründen gekrümmter und theilen sich. Bei Einschaltung von Wassersäulen in den Entladungskreis werden die Funken breiter und diffuser [1]).

Wird die Luft erhitzt, durch welche der Funken schlägt, z. B. in einer Röhre, so ist die Funkenbahn nicht mehr scharf eckig, sondern mehr abgerundet; ebenso verhalten sich Funken, die unmittelbar nach einem vorhergehenden in der über demselben erhitzten Luft hindurchgehen. Die Erwärmung beseitigt also die die eckige Form bedingenden Bestandtheile der Luft [2]).

**867** Bei einer mittleren Entfernung der Elektroden erscheinen bei langsamer Drehung der Scheibe der Maschine die Funken zickzackförmig, bei schneller aber linear, indem wiederum durch die gesteigerte Elektricitätszufuhr der Antrieb auf den Elektroden länger andauert, so dass die abgerissenen Theilchen derselben mit hinlänglicher Geschwindigkeit in axialer Richtung fortgetrieben werden, um direct von Elektrode zu Elektrode zu fliegen.

Diese Erscheinung hat Planté [3]) auch an den 4 bis 5 cm langen Entladungsfunken der rheostatischen Maschine zwischen vertical über einander befindlichen Spitzenelektroden beobachtet. Dieselben stellen bei schneller Drehung einen geraden Lichtstreifen in der Richtung der positiven Spitze des Entladers dar, der bedeutend über die negative Spitze hinausreicht und dann in Krümmungen hakenförmig zu ihr übergeht. Bei 1 bis 2 mm grösserer Schlagweite zeigt die nun eintretende Büschelentladung eine ähnliche Umbiegung zur negativen Spitze auf etwa $^1/_5$ der Schlagweite von letzterer. Dies dürfte davon herrühren, dass die durch eine Entladung erwärmte, aufsteigende Luftmasse der folgenden eine leichter zu durchbrechende Bahn darbietet, als die kältere, zwischen den Elektroden befindliche.

**868** Schon §. 816 haben wir erwähnt, dass beim Zusammentreffen der von der positiven und negativen Elektrode ausgehenden Büschel eine dunkle Stelle entsteht, welche der negativen Elektrode näher liegt. In so weit bei der Bildung des Funkens die gleichen Bedingungen obwal-

---

1) Righi, Accad. dei Lincei, [3] **1**, 4. Febr. 1877*; Nuovo Cimento, [3] **1**, p. 234, **2**, p. 28, 1877*; Beibl. **2**, p. 41*. — 2) Tait, Trans. Roy. Edinb. Soc. **27**, pt. 3, p. 425, 1876*. — 3) Planté, Compt. rend. **86**, p. 761, 1878*; Beibl. **2**, p. 355*.

ten, wie bei der des Büschels, besteht derselbe, wenn er kurz ist, ebenfalls aus zwei Theilen, zwei an den Elektroden am hellsten leuchtenden abgestumpften Kegeln, welche mit ihrer Basis auf den Elektroden ruhen. Der Kegel an der positiven Elektrode ist länger [1]). An den Elektroden sind die Kegel am hellsten; an ihrer Berührungsstelle aber dunkel.

Schon Beccaria [2]) schloss hieraus auf eine grössere Geschwindigkeit der positiven Entladung.

Zwischen einer 2 bis 3 Linien und einer 9 Linien grossen Kugel beobachtete Belli [3]) an 10 bis 12 Linien langen Funken eine dunkle Unterbrechungsstelle, indess nur, wenn die grössere Kugel positiv war.

Die gekrümmten Funken Beccaria's zeigen mehrere solche dunkle Stellen.

Bei längerem Durchschlagen von Funken zwischen zwei Kugeln werden sie gewöhnlich immer dunkler, wohl weil die Kugeln dabei corrodirt werden, Spitzen und Rauhigkeiten erhalten und so die Entladungen bei geringerer Ladung von sich geben.

869 Wir betrachten jetzt die zum Ueberschlagen eines Funkens zwischen zwei Elektroden erforderlichen Bedingungen in quantitativer Beziehung. Wie wir erwähnt, findet ein solcher Uebergang zwischen zwei Stellen der Elektroden statt, wenn die elektrischen Kräfte, welche daselbst auf die auf der Einheit der Oberfläche angehäufte Elektricität wirken, also das Potential der ersteren auf letztere eine bestimmte Grenze überschreiten. Dasselbe hängt von der in den Elektroden aufgehäuften Elektricität, ihrer Dichtigkeit an der Ausgangsstelle des Funkens, also auch von der Gestalt und der Entfernung der Elektroden ab. Die gegenseitigen Beziehungen dieser Werthe bei dem Beginn der Funkenentladung sind berechnet und experimentell erforscht worden. Namentlich hat man zunächst die Schlagweite, d. h. die Entfernung bestimmt, bei welcher bei gegebenen Elektroden und einer gegebenen Oberfläche und Ladung einer Batterie der Funken überspringt.

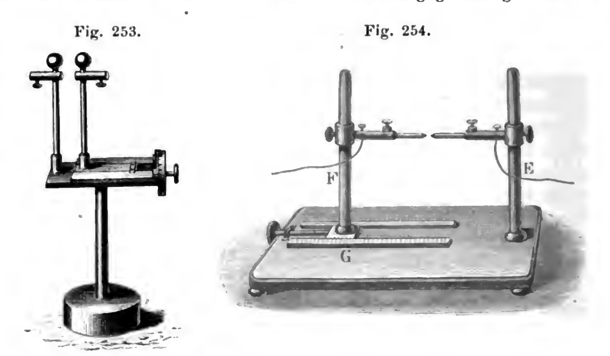
Hierzu dient das Funkenmikrometer (in italienischen Werken „Spinterometer" genannt).

870 Im Funkenmikrometer von Riess [4]) trägt ein Messingfuss, Fig. 253 (a. f. S.) einen horizontalen, zwischen zwei getheilten, auf eine Metallplatte geschraubten Metallleisten durch eine Mikrometerschraube verschiebbaren, mit Nonius versehenen Schlitten. Auf der Metallplatte und dem Schlitten stehen zwei verticale, lackirte Glasstäbe von 6 bis 7 cm Höhe, die oben allerseits abgerundete Fassungen tragen, welche mit einer durchbohrten Röhre mit Druckschrauben zum Einschrauben von Leitungsdräh-

[1]) Wilke, Franklin letters, p. 140, siehe Priestley, Geschichte der Elektricität, deutsch p. 195*; auch Beccaria, Elettricismo artificiale, p. 229*. Knoch, Gilb. Ann. **24**, p. 108, 1806*. — [2]) L. c., p. 235. — [3]) Belli, Corso di fisica, **3**, p. 573, 1838*. — [4]) Riess, Reibungsel. **1**, p. 325*.

ten und darüber mit zwei verticalen conischen Zapfen versehen sind, auf welche Kugeln aufgesteckt werden können, zwischen denen die Funken übergehen. Da sich dieselben an der Ausgangsstelle der Funken abnutzen, werden allmählich verschiedene Stellen einander gegenübergestellt. Der

Fig. 253. Fig. 254.




Schlitten gestattet, die Kugeln in verschiedene messbare Entfernungen von einander zu bringen. Sie können auch durch Platten u. s. f. ersetzt werden.

Eine andere Form des Funkenmikrometers ist von Poggendorff angegeben worden.

Auf einem Brette, Fig. 254, befindet sich ein Glasstab $E$, an dem sich eine messingene Hülse verschieben lässt, die eine Klemmschraube zur Aufnahme des einen Endes des Leitungsdrahtes trägt, und in welche man verschiedene Drähte und Stäbe mit Kugeln oder Spitzen einsetzen kann. Ein dem ersten ganz gleicher Glasstab $F$ mit denselben Vorrichtungen verschiebt sich auf dem Schlitten $G$, so dass die an beide Stative angesetzten Stäbe oder Drähte in eine genau messbare Entfernung von einander gebracht werden können. Eine genauere Einstellung lässt sich durch eine Mikrometerschraube erzielen. Auch lässt sich der Apparat unter die Glocke einer Luftpumpe bringen, und vermittelst einer Stopfbüchse die Stellung desselben reguliren.

Unterbricht man die Stäbe mit den Kugeln oder Spitzen durch Kugelcharniere und setzt zwischen dieselben einen Tisch, so kann man den Apparat auch an Stelle des Henley'schen Ausladers (Bd. I, §. 163) verwenden [1]).

[1]) Derselbe Apparat kann zur Verschiebung der Elektroden bei Widerstandsbestimmungen von Flüssigkeiten dienen, vergl. Bd. I, §. 452. Ein anderer Apparat von Plettner, Pogg. Ann. **117**, p. 485, 1862*.

Die Kugeln des Funkenmikrometers müssen vollkommen rein, frei von Stäubchen und gut polirt sein, da Rauhigkeiten die Schlagweite wesentlich beeinflussen.

871 Besteht eine Batterie aus $s$ gleichen Flaschen, ist sie mit der Elektricitätsmenge $q$ geladen, sind die beiden Belegungen mit den in einem bestimmten Abstande von einander aufgestellten Kugeln eines Funkenmikrometers verbunden und könnte man annehmen, dass bei Veränderung von $s$ das ganze Leitersystem der Batterie sich selbst ähnlich bliebe, so würde auch die Dichtigkeit der Elektricität auf correspondirenden Punkten der Kugeln des Funkenmikrometers proportional $q/s$ bleiben.

Stehen die Kugeln im Abstande $l$ von einander und könnten wir weiter annehmen, dass sich bei verschiedenen Abständen die Vertheilung der Elektricität auf ihnen nicht ändere, bleibt also ihre Entfernung im Verhältnisse zu ihrem Durchmesser sehr gross, so ist die Kraft, mit der die auf der Einheit der Oberfläche der einen Kugel angehäufte Elektricitätsmenge von der Elektricität der anderen Kugel an einer bestimmten Stelle angezogen wird, proportional $(q/s)^2/l^2$. Ist eine bestimmte Kraft zur Funkenentladung erforderlich, so muss unter veränderten Verhältnissen dieser Werth dabei der gleiche sein, oder $l$ muss sich proportional $q/s$ ändern.

Unter obigen Annahmen ist also die Schlagweite $l$ proportional $q/s$ oder proportional der Dichtigkeit der Elektricität in der Elektricitätsquelle.

872 Dieser Satz ist zuerst von Volta[1]) bewiesen worden.

Er liess die Funken in einem Funkenmikrometer mit einen Zoll grossen, in verschiedene Abstände gebrachten Kugeln übergehen, deren eine mit der Erde, deren andere mit einem mit einem Henley'schen Quadrantelektrometer verbundenen Conductor verbunden war. So fand er nach Reduction der Grade des Funkenmikrometers auf elektrische Spannungen $p$ die Funkenlängen $l$:

| $l =$ | 0,25 | 0,5 | 1 | 2 | 3 | 4''' |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $p =$ | 3 | 6 | 12—13 | 25 | 34,5 | 50° |

Die Funkenlänge wächst also etwas schneller als die Elektricitätsmenge. Auch beobachtete Volta, dass die Schlagweite bei gleichen Angaben des Elektrometers unabhängig war von der Capacität des Leitersystems, mochte es aus einem einfachen Conductor oder Leydener Flaschen oder Batterien bestehen; auch war die Gestalt desselben innerhalb gewisser Grenzen, wenn es nicht ebene Flächen oder Spitzen enthielt, von geringem Einfluss.

Aehnliche Versuche hat Snow Harris[2]) angestellt.

---

[1]) Volta, Identità, p. 53, siehe Collezione dell' Opere, Firenze 1816, 2, pt. 2, p. 20*. — [2]) Snow Harris, Phil. Trans. 1834, p. 225*.

873 Auch Riess[1]) hat obigen Satz mit Hülfe seines Funkenmikrometers (Fig. 253) bestätigt, wobei er die Ladung $q$ der Batterie mittelst der Lane'schen Flasche maass. Er fand die bei der Schlagweite $l$ (in $^1/_4$ Linien) und bei der Batterieoberfläche $s$ zur Entladung erforderlichen Elektricitätsmengen $q$ wie folgt. Die berechneten Werthe von $q$ wurden aus der Formel $q/s = 0{,}833\ l$ abgeleitet.

| | $s = 2$ | | 3 | | 4 | | 5 | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $l$ | $q$ beob. | $q$ ber. | $q$ beob. | $q$ ber. | $q$ beob. | $q$ ber. | $q$ beob. | $q$ ber. |
| 1 | — | — | 3,0 | 2,5 | 3,5 | 3,5 | 4,3 | 4,2 |
| 2 | 3,0 | 3,3 | 5,5 | 5,0 | 7,0 | 6,7 | 8,5 | 8,3 |
| 3 | 4,6 | 5,0 | 8,0 | 7,5 | 10,1 | 10,0 | 12,5 | 12,5 |
| 4 | 6,4 | 6,7 | 10,0 | 10,0 | 13,5 | 13,3 | 16,0 | 16,7 |
| 5 | 7,5 | 8,3 | — | — | 16,0 | 16,7 | — | — |

874 In anderer Weise hat Rossetti[2]) das erwähnte Gesetz der Schlagweite bestätigt, indem er die Zahl $n$ der Umdrehungen der Scheibe einer Holtz'schen Maschine bestimmte, bei welcher zwischen ihren in verschiedenen Entfernungen $l$ von einander befindlichen Elektroden eine gleiche Anzahl Funken überschlug.

Aendert sich die Schlagweite $l$ von 19 bis 72 mm, so ist das Verhältniss $l/n$ nahe constant, so dass die für eine gleiche Anzahl Funken erforderlichen Elektricitätsmengen für kleinere Entfernungen der Schlagweite proportional sind. Bei grösseren Schlagweiten nehmen sie etwas langsamer zu. So war z. B.

| $l$ | 4 | 8 | 12 | 16 | 20 |
|---|---|---|---|---|---|
| $n$ | 19 | 28 | 55 | 61 | 72 |

875 Die einfachste Beziehung zwischen der Schlagweite und elektrischen Dichtigkeit hat nur unter den §. 871 erwähnten Annahmen eine vollständige Gültigkeit. Einmal bleibt aber bei verschiedenen Flaschenzahlen der Batterie das geladene Leitersystem sich selbst nicht mehr ähnlich; dann wirken die auf den Elektroden des Funkenmikrometers angehäuften Elektricitäten auf einander, so dass sich ihre Vertheilung an den einander gegenüberliegenden Punkten derselben ändert, zwischen denen die Entladung stattfindet.

Hierdurch wird bei kleinen Entfernungen der Elektroden die zur Erzeugung einer Funkenentladung erforderliche Elektricitätsmenge $q$ in der Batterie relativ kleiner, als der Proportionalität der Schlagweite $l$ mit $q$ entspricht.

---

[1]) Riess, Pogg. Ann. 40, p. 333, 1837*; Reibungselektr. 1, p. 377*. — [2]) Rossetti, Nuovo Cimento, 5 u. 6, p. 407, 6 u. 7, p. 22, 1872*.

Nach Versuchen von Rijke[1]) würde eine Formel $q = \sqrt{al + bl^2}$, 876 in welcher $a$ und $b$ Constante sind, das Gesetz der Schlagweite geben.

Von Oettingen[2]) stellt die Formel $q = c\,log(1 + el)$ auf, wo $c$ und $e$ Constante sind. Er maass die Ladung der Batterie durch Einschaltung eines Galvanometers in ihren Schliessungskreis, wobei einmal die direct bei der Funkenentladung übergehende Elektricitätsmenge $q'$ und dann die nachher bei völliger metallischer Verbindung der Elektroden übergehende $r$ gemessen wurde, also $q = q' + r$ ist. Aus obiger Formel würde folgen, dass $dq/dl = const/(A + l)$, wo $A$ nach den Versuchen gleich dem halben Radius der angewandten Kugeln oder noch richtiger gleich der Entfernung der elektrischen Bilder ist, welche für kleine $l$ kleiner wird.

Nach Baker[3]) hängt die Funkenlänge von der Dichtigkeit, sowie von der entladenen Elektricitätsmenge, welche durch Funkenelektrometer, Sinuselektrometer von Kohlrausch und Multiplicator gemessen wurden, nahezu nach dem Gesetze einer Hyperbel ab.

Gaugain[4]) hat ebenfalls die Abweichung der Schlagweite von der 877 Proportionalität mit der Ladung der elektrisirten Körper nachgewiesen, wobei er, wie in §. 851, eine grosse Metallplatte als Elektricitätsreservoir benutzte und ihre Ladung $q$ durch den Ausschlag eines Elektroskopes bestimmte, welches der Platte genähert war. Die Ladungen $q$ waren für verschiedene Schlagweiten $l$ 1) zwischen zwei Messingkugeln von 1,5 cm Durchmesser, 2) desgleichen von 1 cm Durchmesser, 3) einer positiven Messingkugel von 3 mm, einer negativen von 1 cm Durchmesser, 4) einer Messingkugel von 3 mm Durchmesser als positiver, einer ihr conaxialen Kupferplatte von 3,5 cm Durchmesser als negativer Elektrode:

| | I | | | | II | | | | III | | | IV | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $l$ | 2 | 4 | 8 | 16 | 2 | 4 | 8 | 16 | 1 | 2 | 4 | 1 | 2 | 4 | 8 |
| $q$ | 4 | 8 | 15 | 22 | 4 | 8 | 12,5 | 17 | 8,5 | 14 | 19,5 | 8 | 11,5 | 16 | 20 |

Das Gesetz der Proportionalität ist also nur bei kleinen Schlagweiten gültig. Bei grösseren Ladungen $q$ wächst die Schlagweite schneller als die Ladung.

Auch Righi[5]) hat derartige Versuche angestellt. Zwei platinirte 878 Messingkugeln von 15 mm Durchmesser werden in verschiedene Abstände gebracht; die eine ist mit einem Quadrantelektrometer, die andere mit der Erde verbunden. Erstere wird bis zum Ueberschlagen geladen,

---

[1]) Rijke, Pogg. Ann. **106**, p. 411, **107**, p. 479, 1859, **109**, p. 124, 1860*, und dagegen P. Riess, Pogg. Ann. **106**, p. 649, **108**, p. 171, 1859, **109**, p. 359, 1860*. — [2]) von Oettingen, Pogg. Ann. Jubelbd., p. 275, 1874*. — [3]) Baker, Sillim. J. [3] **2**, p. 303, 1871*. — [4]) Gaugain, Ann. de Chim. et de Phys. [4] **8**, p. 108, 1866*. — [5]) Righi, Mem. di Bologna, [3] **7**, 1876*.

und bei veränderter Schlagweite $l$ die Potentialdifferenz der Kugeln vor ($P$) und nach der Entladung ($p$) gemessen. Dabei war z. B.:

| | $l = 1$ | | | 4 | | | 15 mm | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | $P = 5{,}4$ | | | 17 | | | 46 | |
| $n =$ | 2 | 4 | 7 | 2 | 4 | 7 | 2 | 4 |
| $p/P$ | 0,43 | 0,33 | 0,31 | 0,33 | 0,29 | 0,24 | 0,12 | 0,09 |

Das zur Entladung erforderliche Potential wächst also langsamer als die Schlagweite und das Verhältniss des Rückstandes $p$ zur ursprünglichen Ladung $P$ nimmt mit der Capacität der Batterie und der ursprünglichen Ladung oder der Elektricitätsmenge in der Batterie, resp. der Funkenlänge oder der Stärke der Funken ab, da mit derselben die anfängliche Erhitzung, resp. Zerstäubung der Luft wächst und so den erst entladenen Elektricitätsmengen immer grössere folgen (s. w. u.).

Jedenfalls sind wegen der Unähnlichkeit der ganzen Leitersysteme bei verschiedenem Abstand der Kugeln die erwähnten Formeln nur empirisch und nur annähernd richtig. Die richtigen Formeln ergeben sich aus der Berechnung der Potentiale an den kritischen Stellen der Elektroden, an denen die Entladung beginnt.

879 Aendert sich durch Veränderung des Schliessungskreises der Batterie die Dichtigkeit der auf den Kugeln des Funkenmikrometers aufgehäuften Elektricitäten nicht merklich, so muss auch die Schlagweite cet. par. unverändert bleiben. So schaltete Riess[1]) in die Schliessung zwischen den Armen des allgemeinen Ausladers einen $^1/_2$ Linien dicken und 4 Linien langen Kupferdraht oder einen 0,052 Linien dicken und 102 Zoll langen Platindraht oder eine 8,3 Zoll lange und $4^1/_2$ Linie dicke Wassersäule ein und fand bei gleicher Flaschenzahl die zum Ueberschlagen des Funkens bei einer gegebenen Schlagweite erforderliche, an der Maassflasche gemessene Elektricitätsmenge in der Batterie völlig gleich.

880 Giebt man den Elektroden des Funkenmikrometers verschiedene Gestalt, so muss ein Funkenübergang stets dann stattfinden, wenn an einer Stelle die Kraft, welche die auf der Einheit der Oberfläche angehäufte Elektricitätsmenge antreibt, die gleiche ist, also das Potential sämmtlicher Elektricitäten auf jene Elektricität einen bestimmten Werth erreicht. Deshalb wächst mit abnehmender Grösse der Kugeln des Funkenmikrometers bei gleicher Spannung der Elektricitätsquelle die Schlagweite und zugleich werden die Funken dabei dünner und weniger hell[2]), wie schon Volta beobachtete.

Dasselbe gilt schon, wenn man nur die mit dem positiv geladenen Conductor verbundene Kugel verkleinert. Bei einer bestimmten Grenze

---

[1]) Riess, Pogg. Ann. 53, p. 1, 1841*; Reibungselektr. 2, p. 81*. — [2]) Beccaria, Elettricismo artificiale, p. 225*, auch Righi, l. c.

geht indess, wenn die Schlagweite über ein gewisses Maass hinausgekommen ist, die Funkenentladung in die Büschelentladung über.

881 Verwendet man nach Riess[1]) an Stelle von zwei Kugeln zwei parallele conaxiale Messingplatten von 10,4 Linien Durchmesser, so wird bei gleicher Ladung die elektrische Dichtigkeit an den Rändern derselben grösser als auf Kugeln, das Potential ebenso, und die Schlagweite wird bei gleichem Werth von $q/s$ im Verhältniss von 1 : 1,27 grösser, ebenso zwischen einer Kugel und einer der Platten 1,06 mal grösser als zwischen den Kugeln.

882 Bei weiteren Versuchen in dieser Richtung liess Gaugain[2]) Funken zwischen zwei conaxialen Metallcylindern von den Radien $r$ und $R$ übergehen, deren innerer 15 bis 20 cm länger war als der äussere, letzterer aber dicke, abgerundete Ränder hatte. Der innere Cylinder war mit der Metallplatte verbunden, deren elektrische Spannung $p$ in der erwähnten Weise bestimmt war, der äussere war zur Erde abgeleitet. Indem Gaugain die Dichtigkeit $E$ der Elektricität auf dem inneren Cylinder nach der Formel $const\, p / r \log (R/r)$ berechnete, ergab sich, dass bei Aenderung des Durchmessers $R$ des äusseren Cylinders die zur Entladung erforderliche Dichtigkeit bei gleichbleibendem Durchmesser des inneren constant blieb. So war:

| | $2r = 1$ cm | | | $2r = 1$ mm | |
|---|---|---|---|---|---|
| $2R =$ | 20 | 40 | 60 mm | 20 | 100 mm |
| $p$ | 43,0 | 85,4 | 113,2 | 39,1 | 60,1 |
| $E$ | 14,2 | 14,0 | 14,5 | 30,0 | 30,3 |

Aendert sich der Radius $r$ des inneren Cylinders, so ist die zur Entladung erforderliche Dichtigkeit $E$ annähernd durch die Formel $E = \alpha + \beta r^{-1/3}$ gegeben.

Wurde der äussere Cylinder mit der geladenen Metallplatte verbunden, der innere durch einen feuchten Baumwollfaden mit dem Entladungselektroskop (vergl. Bd. I, §. 135) und wurde dem Zuleitungsdraht von der Metallplatte her eine Spitze genähert, so dass in gleichen Zeiten gleich viel Entladungen erfolgten, so ergab sich nach Abzug der nach den Entladungen durch Verbindung des äusseren Cylinders mit dem Entladungselektroskop bestimmten rückständigen Ladung:

| $r = 1.$ | $R =$ | 2 | 4 | 6 | 10 cm |
|---|---|---|---|---|---|
| | $p =$ | 17 | 20,5 | 22 | 26 |

Die Versuche sind indess unsicher; auch ist zu berücksichtigen, dass die Dichtigkeit $E$ auf dem inneren Cylinder nicht durch die oben erwähnte logarithmische Formel dargestellt wird, auch schon, weil die

---

[1]) Riess, Pogg. Ann. 40, p. 333, 1837*. — [2]) Gaugain, l. c., §. 877, p. 123*.

Elektricitäten sich in Folge der ungleichen Länge der Cylinder ganz ungleichförmig auf ihnen verbreiten. — Auch fand Baille [1]) die Resultate von Gaugain nicht bestätigt. Er beobachtete, dass cet. par. das zur Erzeugung einer Entladung erforderliche Potential mit den Durchmessern der Cylinder sich nur sehr wenig ändert.

883 Mit wachsender Dicke der Isolatoren der Batterie wächst die Schlagweite, wie Poggendorff [2]) beobachtete, als er eine aus einer oder zwei auf einander gelegten, aussen mit Stanniol belegten Glasplatten bestehende Franklin'sche Tafel entlud.

Dem entsprechend fand Rossetti l. c. bei beiderseits belegten Glasplatten von verschiedener Dicke $\delta$ die für 100 Funken erforderliche Elektricitätsmenge resp. Umdrehungszahl $n$ der Scheibe der Influenzmaschine (vergl. §. 874) bei gleicher Schlagweite $l$ (8 mm) der Dicke $\delta$ umgekehrt proportional. So war z. B.:

| $\delta$ | 2,56 | 4,55 | 6,57 | 15,78 |
|---|---|---|---|---|
| $n$ | 42 | 23 | 16,4 | 6,8 |
| $n\delta$ | 107,5 | 106,9 | 107,7 | 107,4 |

Der Grund dieser Erscheinung ist, dass mit zunehmender Dicke des Isolators die auf jedes elektrische Theilchen auf beiden Seiten seiner Oberfläche wirkende Kraft bei gleicher Ladung proportional der Dicke kleiner wird, sich also an den mit den Belegungen verbundenen Elektroden cet. par. immer mehr freie Elektricität anhäuft.

884 Die Potentialdifferenz, welche zur Erzeugung eines Funkens zwischen zwei gleichen Elektroden erforderlich ist, ist in absolutem Maasse zuerst von W. Thomson [3]) zusammen mit Smith und Ferguson bestimmt worden. Sie liessen zwischen den Mitten zweier durch ein Mikrometer verstellbarer Condensatorplatten, deren eine äusserst schwach gekrümmt war, Funken übergehen. Die Potentialdifferenz $V$ der Elektricitäten in den Platten wurden vermittelst eines absoluten Elektrometers gemessen (vergl. Bd. I, §. 197). Ist dann der Abstand der Platten gleich $a$, so ist die die Elektricität antreibende Kraft auf ihnen $R = V/a$ (vergl. Bd. I, §. 120).

So ergab sich u. a., wenn $l$ die Funkenlänge ist, das zur Aequilibrirung der beweglichen Platte des Elektrometers erforderliche Gewicht $G_1$:

| $10^5 l$ | 254 | 762 | 1524 | 3048 | 4572 | 10414 | 15240 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $R$ | 527,7 | 314,4 | 216,1 | 163,2 | 145,7 | 123,7 | 114,9 |
| $G_1$ | 11,290 | 4,007 | 1,893 | 1,080 | 0,860 | 0,620 | 0,535 grm |

[1]) Baille, Compt. rend. **94**, p. 130, 1882*; Beibl. **6**, p. 399*. — [2]) Poggendorff, Pogg. Ann. **126**, p. 307, 1865*. — [3]) W. Thomson, Smith u. Ferguson, Proc. Roy. Soc. Febr. 25, Apr. 12, 1860*; Phil. Mag. [4] **20**, p. 316, 1860*.

Der Druck $G_1$ auf der Oberfläche der Elektroden, welcher gerade vor Beginn der Entladung dem Luftdruck das Gleichgewicht hält, ebenso die Potentialdifferenz für die Einheit der Funkenlänge ($R = V/a$) ist hiernach für kürzere Funken grösser als für längere.

Ausgedehnte Versuche über das zur Funkenbildung erforderliche Potential hat Baille[1]) angestellt. 885

Eine Leydener Flasche wurde durch eine andererseits abgeleitete Influenzmaschine negativ geladen und entlud sich durch ein mit dem negativen Conductor der Maschine verbundenes Funkenmikrometer zur Erde. Die Flasche stand mit der festen, von einer Mikrometerschraube getragenen und auf drei Glasfüssen ruhenden festen Platte eines absoluten Elektrometers in Verbindung. Ueber derselben schwebte an einer abgeleiteten Wage die bewegliche Platte in dem Schutzringe, welcher oben von einem schützenden Blechkasten getragen war. Die Anziehung $G$ der beweglichen Platte durch die feste in Grammen wurde bei verschiedenen Schlagweiten beobachtet und daraus das Potentialniveau der beweglichen Platte berechnet. Blieb die Schlagweite constant, und wurde der Abstand $e$ der Platten geändert, so blieb das Product $ge^2$ bis auf etwa $^1/_{20}$ seines Werthes constant, so dass entsprechend der Formel für die Anziehung $(R)$ der Platten im Verhältniss zu ihrer Potentialdifferenz $V_2 - V_1$ und Oberfläche $S$: $(R) = S(V_2 - V_1)^2/8\pi e^2$ bestätigt ist[2]).

Geht die Entladung zwischen zwei Kugeln von 0,1 cm Durchmesser über, von denen die eine abgeleitet ist, so ist bei gleicher Schlagweite das Potential das gleiche, mag die isolirte Kugel positiv oder negativ sein. Dasselbe wächst mit wachsender Schlagweite ziemlich regelmässig, so lange Funken allein sich bilden. Entstehen Büschelentladungen neben den Funken, so steigt es plötzlich. Ist das Büschel nicht continuirlich, so wächst es wieder langsamer und ist grösser, wenn die positive Elektrode isolirt ist.

Bei der Entladung einer schnell auf einander folgenden Reihe von Funken ergeben sich stets zu kleine Werthe. Deshalb wurden grosse, zwei Liter fassende, innen mit concentrirter Schwefelsäure gefüllte, aussen mit Stanniol beklebte Flaschen als Condensatoren verwendet, so dass nur in grossen Intervallen die Funken überschlugen, und das Potential langsam (in 4 bis 5 Secunden) sein Maximum erreichte. Dasselbe war dann vollständig constant.

Beim Uebergang der Funken zwischen einer sehr schwach gekrümmten, zur Erde abgeleiteten und einer ebenen, mit dem Condensator verbundenen Platte ergaben sich Resultate, wonach die Werthe des Poten-

---

[1]) Baille, Ann. de Chim. et de Phys. [5] 25, p. 486, 1882*; Compt. rend. 94, p. 38, 130*; Beibl. 6, p. 398, 399, 7, p. 50*. — [2]) Hier ist $(R)$ in absoluten Einheiten gemessen. Ist die Anziehung in einer Anzahl $G$ von Grammen bestimmt, so ist $(R) = Gg$, wo $g$ die Beschleunigung durch die Schwerkraft ist, vergl. Bd. 1, §. 120.

tials $V$ bei verschiedenen Schlagweiten $l$ bis etwa 1 cm nahezu durch die Formel einer Hyperbel: $V^2 = 10500 (l + 0{,}08) l$ ausgedrückt sind.

Bei grossen Potentialdifferenzen wurde die Wage mit einer sie umgebenden Blechhülle isolirt und dem ganzen System durch die Influenz der unteren Platte des Elektrometers auf den mit ihm verbundenen Schutzring ein gewisses Potential ertheilt, welches constant erhalten wurde, indem mit ihm ein andererseits zur Erde abgeleitetes Funkenmikrometer verbunden wurde. Dasselbe wurde so eingerichtet, dass störende Büschelentladungen nicht auftraten. Zugleich aber krümmten sich die Funken, und die Maschine reichte nicht aus, so dass die Schlagweite von 1 cm nur mit Mühe erreicht werden konnte. Auch konnte man nicht mit Sicherheit annehmen, dass die Capacität und Gestalt des Leitersystems der Wage genau constant blieb.

Die aus den Potentialen berechneten mittleren Dichtigkeiten der Elektricitäten $\sigma = (V_1 - V_2) / 4 \pi e$ sind bei kleinen Schlagweiten sehr gross, nehmen aber bald ab und nähern sich einer constanten Grösse, so dass sie für Schlagweiten von 1 cm bis 0,4 cm fast gleich sind. Der Druck ($R$) der Elektricitäten auf die äussere Luft ist für jeden Quadratcentimeter einer elektrischen Ebene bei Erzeugung eines Funkens von 0,1 mm Länge gleich 4,066 g, eines von 1 cm gleich 0,451 g auf den Quadratcentimeter oder etwa gleich $^1/_{500}$ Atmosphäre.

Zwischen zwei neben einander gestellten Kugelflächen ist bei gleicher Schlagweite nach Baille das Potential ein Maximum, wenn die Kugeln gleiche Durchmesser haben. Je grösser der Unterschied der Krümmungen und je höher das Potential ist, desto mehr entfernt es sich vom Maximum. Bei gleicher Schlagweite sind die Potentiale wesentlich gleich, mag die grössere oder kleinere Kugel abgeleitet sein.

Für jede Schlagweite ist bei Anwendung zweier Kugeln bei einem bestimmten Durchmesser das Potential ein Maximum. Dasselbe nimmt mit abnehmender Schlagweite ab. Danach bedarf es eines grösseren Potentials, um einen Funken von 1 mm Länge zwischen zwei Spitzen, als zwischen zwei Ebenen überschlagen zu lassen. Ein Funken von 10 mm Länge zeigt das entgegengesetzte Verhalten. So sind z. B. die Potentiale im C.-G.-S.-System:

| Schlagweite | Durchmesser | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | ∞ | 6 cm | 1 cm | 0,35 cm | 0,1 cm |
| 0,1 cm | 14,670 | 14,783 | 15,250 | 16,042 | 16,103 |
| 0,3 | 35,352 | 36,124 | 37,322 | 36,287 | 24,124 |
| 0,5 | 54,467 | 55,062 | 54,659 | 49,210 | 29,997 |
| 1,0 | 105,494 | 112,943 | 83,046 | 59,491 | 36,258 |

Aus den Versuchen von **Baille** berechnet **Chrystal**[1]) nach der Formel $V = 4{,}997 + 99{,}595\,l$ die zur Erzeugung eines Funkens von der Länge $l$ erforderlichen Potentiale, wie folgt:

| $l$ | $V$ gef. | $V$ ber. | $l$ | $V$ gef. | $V$ ber. |
|---|---|---|---|---|---|
| 0,1 | 14,67 | 14,96 | 0,6 | 63,82 | 64,75 |
| 0,2 | 25,51 | 24,92 | 0,7 | 73,78 | 74,71 |
| 0,3 | 35,35 | 34,88 | 0,8 | 84,86 | 84,67 |
| 0,4 | 44,77 | 44,83 | 0,9 | 94,72 | 94,63 |
| 0,5 | 54,47 | 54,79 | 1,0 | 105,5. | 104,6 |

Die Potentiale nehmen also von 0,1 cm Schlagweite an proportional der Entfernung zu. Bei geringeren Entfernungen krümmt sich die Curve. Worauf dies beruht, ob sich etwa nach **Chrystal** die Dielektricitätsconstante der Luft schnell mit der Entfernung von der Elektrode ändert, ist nicht von vornherein anzugeben.

**Macfarlane**[2]) hat ähnliche Versuche angestellt. 886

In einem mit Stopfbüchse versehenen Recipienten von 19 cm Durchmesser befanden sich zwei scheiben- (oder kugel-) förmige Funkenelektroden, von denen die eine mit dem einen isolirten, die andere mit dem anderen abgeleiteten Pole einer **Holtz**'schen Maschine communicirte. Im Augenblicke der Funkenentladung zwischen jenen Elektroden wurde die Spannung des isolirten Poles bestimmt, indem einer damit verbundenen Kugel eine zweite, mit einem Ringelektrometer verbundene gegenübergestellt wurde, welches somit durch Influenz geladen wurde. Die Angaben wurden durch Vergleichung mit einem **Thomson**'schen Elektrometer auf absolutes Maass (C.-G.-S.) reducirt.

Die Potentialdifferenz für einen Funken in gewöhnlicher Luft zwischen 10 cm grossen Messingscheiben von 4 Zoll Durchmesser mit abgerundeten Kanten, deren eine eben, die andere ganz wenig convex war, bis zu der erreichbaren Länge von 1 cm entspricht der Formel:

$$V = 66{,}940\,\sqrt{l^2 + 0{,}20503\,l}$$

und bei einem Druck von 180 mm der Formel:

$$V = 18{,}292\,\sqrt{l^2 + 0{,}523225\,l}.$$

Ganz ähnliche Versuche sind von **Chrystal**[3]) und **Macfarlane**[4]) 887 mit einem Elektrometer ausgeführt worden, bestehend aus einer über einer

[1]) **Chrystal**, Proc. Roy. Edinb. Soc. 6. Febr. 1882, p. 487*; Beibl. 6, p. 881*. — [2]) **Macfarlane**, Trans. Roy. Edinb. Soc. 28, p. 633, 18[illegible] **Macfarlane** und **Playfair**, ibid. p. 679*; Beibl. 3, p. 429*. — [illegible]al, l. c. — [4]) **Macfarlane**, Phil. Mag. [5] 10, p. 389, 1880*; [illegible]

Wasserfläche horizontal aufgehängten Metallplatte. Das Potential der Metallplatte wird aus der durch das Spiegelbild eines festen Punktes bestimmten Hebung der Wasserfläche abgeleitet.

Die folgende Zusammenstellung giebt die Potentiale in elektrostatischen Einheiten (C.-G.-S.) zur Erzeugung eines Funkens nach verschiedenen Beobachtern:

| Funkenlänge | Thomson | de la Rue[1] u. Müller | Macfarlane | Baille | Chrystal |
|---|---|---|---|---|---|
| 0,01 cm | 2,33 | — | — | 3,16 | — |
| 0,05 | 7,28 | 7,69 | 7,48 | 8,71 | — |
| 0,10 | 13,30 | 14,47 | 11,56 | 14,64 | — |
| 0,30 | — | 34,44 | 25,56 | 35,35 | — |
| 0,61 | — | — | 45,61 | 64,81 | 55,00 |

888 Bei Verdünnung der Luft innerhalb der Grenzen, wo noch ein deutlicher Funkenübergang zwischen den Elektroden stattfindet, wächst die durch gleiche Ladungen durchbrochene Schlagweite. So stellte Snow Harris[2]) unter der Glocke der Luftpumpe zwei Kugeln einander gegenüber, verband die eine mit der äusseren Belegung, die andere durch den Bd. II, §. 421 beschriebenen Fallapparat unter Einschaltung einer dünnen Glasplatte in denselben mit der inneren Belegung der Batterie. Die Entfernung der Kugeln unter der Glocke wurde so regulirt, dass die Entladung zwischen ihnen bei verschiedenen Verdünnungen gerade bei derselben Ladung stattfand. Dabei waren die Schlagweiten $l$ umgekehrt proportional den Dichtigkeiten $p$ der Luft. Es wäre also $l = const\, q / sp$.

889 Nach Knochenhauer[3]) gilt dieses Gesetz nicht genau. Bei seinen Versuchen waren zwei Kugeln in constanter Entfernung in einer Glasflasche einander gegenübergestellt, die evacuirt wurde, und beide mit den Belegungen der Batterie verbunden. Dieselbe wurde so lange geladen, bis die Entladung eintrat. Dabei fand sich, dass die zur Entladung erforderliche Elektricitätsmenge $q = const\,(p + a)$ war, wo $a$ eine Constante ist[4]).

890 Andere Versuche sind von Gordon[5]) angestellt worden. Er verzweigte den Strom einer Elektrisirmaschine zwischen zwei Zweigen, in

[1]) Siehe diese Versuche im Abschnitte Funkenentladung der galvanischen Säule. — [2]) Snow Harris, Phil. Trans. 1834, p. 230*. — [3]) Knochenhauer, Pogg. Ann. **58**, p. 219, 1842*. — [4]) Aehnlich Masson, Ann. de Chim. et de Phys. [3] **30**, p. 41*. — [5]) Gordon, Phil. Mag. [5] **6**, p. 185, 1878*; Beibl. **2**, p. 660*.

welche je eine etwa 1,33 m lange, 75 mm weite Glasröhre mit einer kugelförmigen Elektrode von etwa 23,5 mm Durchmesser und einer an einem Metallstabe befestigten und mit ihm in einer Stopfbüchse verschiebbaren spitzen Elektrode eingeschaltet war. Die Luft in dem einen Rohr wurde verdünnt und die Spitze im anderen der Kugel so weit genähert, bis der Funkenstrom statt im ersten, im zweiten Rohr überging.

Dabei war bei abnehmendem Druck bis zu 28 cm Quecksilberhöhe die Schlagweite wiederum nahezu umgekehrt proportional der Dichtigkeit, von da an war die Schlagweite viel kleiner, als dieser Beziehung entspricht.

Diese Versuche sind indess sehr unsicher, da bei gleichgestellten und gleichen Elektroden in beiden Zweigen unter sonst gleichen Bedingungen oft eine Reihe von Funken in dem einen Zweig übergeht, dann aber in dem anderen, und man dabei selbst die Elektroden in dem von den Funken durchbrochenen Zweige ziemlich weit von einander entfernen kann, ohne dass sie ihren Weg verlassen, weil die Oberfläche der Elektroden durch die Entladungen selbst corrodirt wird.

891 Nach der §. 886 erwähnten Methode findet Macfarlane, die zur Funkenentladung erforderlichen Potentialdifferenzen $V$ bei den Drucken $p$ für eine Funkenlänge von 0,5 mm:

$$V = 0{,}04579 \sqrt{p^2 + 202{,}9\,p}$$

und für eine solche von 1 mm:

$$V = 0{,}08062 \sqrt{p^2 + 219{,}84\,p}.$$

In verdichteter Luft nimmt die Schlagweite ab.

892 Wird die Luft in einem geschlossenen Recipienten, in welchem zwei Elektroden einander gegenüberstehen, in einem Luftbade von 10 bis 148,9° C. erhitzt, so ändert sich nach Snow Harris die zur Entladung erforderliche Ladung nicht. Ist aber die Luft im Recipienten mit der Atmosphäre in Verbindung, so nimmt die zur Entladung erforderliche Spannung der Dichtigkeitsabnahme entsprechend ab.

893 In verschiedenen Gasen sind die Schlagweiten verschieden. So brachte Faraday[1]) auf die Mitte des Tellers einer Luftpumpe eine Kugel von 2,02 Zoll Durchmesser, an dem durch die Stopfbüchse der Glasglocke hindurchgehenden Stab darüber eine kleinere Kugel von 0,93 Zoll Durchmesser in einem Abstande von 0,62 Zoll an. Die Glocke wurde mit gut getrockneten Gasen bei gleichem Druck und gleicher Temperatur gefüllt. Ein zweites Kugelpaar von resp. 0,93 und 1,95 Zoll Durchmesser war isolirt in der Luft aufgestellt. Die grösseren Kugeln waren zur Erde abgeleitet, die kleineren mit dem Conductor der Elektrisirmaschine verbunden. Die kleinere Kugel des Paares in der Luft

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. 12, §. 1381 u. f., 1838*.

wurde so lange verschoben, bis gerade nur in dem Paar in der Luft ($L$) oder nur im Gase ($G$) Funken übersprangen. Sie würden dann bei der Schlagweite $D = \frac{1}{2}(L + G)$ zwischen beiden Paaren gleichzeitig übergehen. Wenn man annehmen kann, dass hierbei die Elektricität des Conductors sich zwischen den Kugelpaaren gleichmässig theilt, die Schlagweite aber der entladenen Elektricitätsmenge proportional ist, so entspricht die Schlagweite $D$ der zur Durchbrechung der verschiedenen Gase cet. par. erforderlichen Elektricitätsmenge. Die Zahlen unter + und — in der folgenden Tabelle wurden bei positiver und negativer Ladung des Conductors erhalten:

| | $+G$ | $+L$ | $+D$ | $-G$ | $-L$ | $-D$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| HCl | 1,32 | 0,89 | 1,105 | 0,75 | 0,67 | 0,720 |
| $C_2H_4$ | 0,86 | 0,64 | 0,750 | 0,77 | 0,69 | 0,730 |
| Luft | 0,79 | 0,60 | 0,695 | 0,68 | 0,59 | 0,635 |
| $CO_2$ | 0,72 | 0,56 | 0,640 | 0,66 | 0,58 | 0,640 |
| N | 0,68 | 0,55 | 0,615 | 0,59 | 0,70 | 0,645 |
| O | 0,60 | 0,41 | 0,505 | 0,52 | 0,50 | 0,510 |
| Leuchtgas | 0,61 | 0,37 | 0,490 | 0,58 | 0,47 | 0,525 |
| H | 0,44 | 0,30 | 0,370 | 0,30 | 0,25 | 0,275 |

Die Reihenfolge ist also für beide Elektricitäten wesentlich dieselbe und durchaus nicht durch die Dichtigkeit der Gase allein bedingt. — Dass diese Methode ungenau ist, ist bereits schon §. 890 erwähnt worden.

894 Macfarlane[1]) hat nach der §. 886 angeführten Methode das Potential für den Uebergang eines Funkens von $l = 0{,}5$ mm Länge zwischen planparallelen Platten in verschiedenen Gasen bestimmt. Die folgende Tabelle enthält die Resultate. Unter ($V$) sind die relativen Potentialdifferenzen verzeichnet, wenn die für Luft gleich Eins gesetzt ist, unter $D$ ist der Druck der Elektricität gegen die Luft bei der Entladung aufgeführt ($D = KV^2/8\pi l^2$, wo $K$ die Dielektricitätsconstante), welchen Chrystal und Macfarlane die dielektrische Stärke des Mediums nennen. Diesen Resultaten sind die von anderen Beobachtern erhaltenen relativen Werthe von $V$ beigefügt.

[1]) Macfarlane, Phil. Mag. [5] 10, p. 390, 1880*. Die Versuche von Faraday siehe §. 893, Wiedemann und Rühlmann §. 578 u. flgde., Röntgen §. 582, die von de la Rue und H. Müller im Abschnitt Funkenentladung der galvanischen Säule.

| | $(V)$ | $(V)^2$ | $D$ | Faraday | Wiedemann u. Rühlmann | de la Rue u. H. Müller | Röntgen |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Luft . . . . | 1,000 | 1,000 | 251,4 | 1,00 | 1,00 | 1,000 | — |
| Kohlensäure . | 0,951 | 0,905 | 227,4 | 0,92 | 0,80 | 1,065 | 3287 |
| Sauerstoff . . | 0,930 | 0,865 | 217,5 | 0,73 | 0,77 | 1,000 | 2402 |
| Wasserstoff . | 0,634 | 0,402 | 101,1 | 0,53 | 0,65 | 0,547 | 1296 |
| Leuchtgas . . | 0,935 | 0,874 | 219,8 | 0,71 | — | — | — |
| Stickstoff . . | — | — | — | 0,88 | 1,09 | 0,746 | — |
| Aethylen . . | — | — | — | 1,08 | — | — | — |
| Chlorwasserst. | — | — | — | 1,59 | — | — | — |
| Kohlenoxyd . | — | — | — | — | — | — | 2634 |
| Sumpfgas . . | — | — | — | — | — | — | 2777 |
| Stickoxyd . . | — | — | — | — | — | — | 3188 |

Die Reihenfolge der Gase stimmt also bei den verschiedenen Beobachtern nicht mit einander überein.

895 Baille[1]) hat ausser in verschiedenen Gasen auch die Schlagweite in feuchter und erwärmter Luft in gleicher Weise bestimmt, wie bei den Versuchen (§. 885), nur sprangen die Funken zwischen einer festen und einer durch eine Mikrometerschraube beweglichen und mit der Erde verbundenen Kugel von 3 cm. Durchmesser in einem geschlossenen Messingcylinder von 10 cm Durchmesser und 20 cm Höhe über, welcher zwei schmale, symmetrisch gelegene, innen mit Drahtnetz belegte Fenster hatte. Um den Einfluss der Hülle zu eliminiren, wurde die Schlagweite in freier Luft und im Cylinder gemessen und dabei die Potentialdifferenz in beiden Fällen bestimmt. Man muss weniger schnell auf einander folgende Funken anwenden, ohne Vergrösserung des Condensators, damit sich die Luft in der Hülle nicht zu sehr erwärmt und elektrisirt.

In freier Luft ist hiernach die zum Ueberschlagen der Funken erforderliche Potentialdifferenz am kleinsten, sie ist in einem Metallcylinder grösser und noch grösser in einem Glascylinder. In letzterem ist sie für den ersten Funken viel grösser, als für die folgenden. Wird das Glas mit einer äusseren Metallhülle, einem Stanniolblatt umgeben, so wächst seine innere Capacität und die Zahlen nähern sich denen in der freien Luft.

Wird die Metallhülle mit feuchter Luft gefüllt, so sinkt die Potentialdifferenz $V$ für den Funken bedeutend, z. B. von 14,99 bis 10,01. Bei

[1]) Baille, Ann. de Chim. et de Phys. [5] **29**, p. 181, 1883*; Beibl. **7**, p. 922*.

wachsenden Drucken ($p = 25,5$ bis 125,5 cm Quecksilber) bleibt das Verhältniss $V/p$ für jede einzelne Schlagweite nahezu constant. Mit wachsender Temperatur nimmt, wie schon Harris[1]) gefunden, das zur Funkenbildung erforderliche Potential $V$ und nach Baille auch das Product $V(1 + \alpha t)$, wo $\alpha$ der Ausdehnungscoefficient der Luft, continuirlich ab, so dass die Abnahme der Masse der Luft mit der Erwärmung allein nicht genügt, um die Abnahme der Schlagweite zu erklären; dagegen ist das Product $V(1 + \alpha t)^2$ nahezu constant.

Bei verschiedenen Gasen ergab sich das Verhältniss der Potentiale für verschiedene Schlagweiten in einem Gase, z. B. Chlor und Luft nahezu constant, nur für sehr kleine Schlagweiten ist es grösser; dasselbe entspricht, da die Capacitäten der Elektroden constant blieben, den zu einer Entladung erforderlichen Ladungen. Man kann es als „isolirende Kraft gegen die der Luft gleich Eins" bezeichnen.

Die isolirenden Kräfte $k$ sind für

| Wasserstoff | Leuchtgas | Chlor |
|---|---|---|
| $k = 0,50$ | 0,59 | 0,85 |

In Chlorwasserstoff fällt $k$ mit der Schlagweite $l$,

$$(l = 0,05 - 15 - 20,\ k = 1,59 - 1,57 - 1,35),$$

und ebenso in Kohlensäure

$$(l = 0,05 - 15 - 30 - 45,\ k = 1,66 - 1,36 - 0,94 - 0,75).$$

896 Emo[2]) hat gleichfalls den Einfluss der Temperatur und Feuchtigkeit auf die Schlagweite untersucht, indem er zwei in einer dreifach tubulirten, von unten erhitzten Glaskugel von 0,5 l Inhalt befindliche Metallkugeln oder Platten mit den Belegungen einer Batterie verband und ihre durch eine Lane'sche Maassflasche gemessene Ladung bis zum Uebergange eines Funkens steigerte.

Die für eine Entladung erforderlichen Elektricitätsmengen $E$ nehmen mit steigender Temperatur $t$ ab (z. B. $t = 15$ bis $270^0$, $E = 100$ bis 31,9 für 2,2 mm grosse Platten; $t = 15$ bis 280, $E = 100$ bis 28,2 für 1,2 mm grosse Kugeln u. s. f.). Die Spannungen $P$ sind $P_{\text{I}}$ für Kugeln von im Mittel 19,4 mm Durchmesser, $P_{\text{II}}$ für Kupferplatten von 21,5 mm Durchmesser und $P_{\text{III}}$ für eine Messingkugel von 19,2 mm und eine Kupferplatte von 21,6 mm Durchmesser darzustellen durch die Formeln:

$$P_{\text{I}} = 102,18 - 0,1427\,t - 0,000191\,t^2,$$
$$P_{\text{II}} = 102,32 - 0,1498\,t - 0,000334\,t^2,$$
$$P_{\text{III}} = 103,25 - 0,2137\,t - 0,000187\,t^2.$$

In feuchter Luft ist die zu einer Entladung erforderliche Spannung $P$ kleiner[3]). Zu den Bestimmungen wurde in die Glaskugel eine Lösung

[1]) Snow Harris, Phil. Trans. 1834, p. 230*. — [2]) Emo, Riv. scient. Industr. di Firenze, **15**, p. 67, 1883*; Beibl. **7**, p. 724*. — [3]) Nach Macfarlane und Rintoul, Proc. Edinb. Roy. Soc. 1881 u. 1882, p. 801*; Beibl. **7**, p. 725* (vergl. die Methode §. 886), ist sie meist grösser.

von 1 Thl. $H_2SO_4$ in 1,3 Thln. Wasser oder reines Wasser gegossen. Die Spannkraft derselben ist von Regnault gemessen. Ist $i$ der hygrometrische Zustand der Luft, so ist:

$$P = 100 - 10\,i - 4\,i^2,$$

wo 100 die Potentialdifferenz für trockene Luft ist.

In einem Gemisch von Luft mit Aethyläther war die zu einer Entladung erforderliche Elektricitätsmenge bei 14,5° etwa 75 bis 76 Proc. von der in trockener Luft. — Ueber die Entladung in der Flamme siehe das betreffende Capitel.

Sind die Elektroden des Funkenmikrometers nicht gleich gestaltet, so kann sich cet. par. die Schlagweite je nach der Richtung der Entladung ändern. Als Faraday[1]) zwischen einer grösseren Kugel von 2 Zoll und einer kleineren von 1/4 Zoll Durchmesser, deren eine abgeleitet, deren andere mit dem positiven oder negativen Conductor der Elektrisirmaschine verbunden war, Funken übergehen liess und beobachtete, bei welcher Entfernung die eigentliche Funkenentladung in die Büschelentladung überging, fand er: **897**

| | Schlagweite der Funken | Büschel bei |
|---|---|---|
| grosse Kugel +, kleine Kugel abgeleitet | 0,49″ | 0,52″ |
| grosse Kugel —, kleine Kugel abgeleitet | 1,15 | 1,65 |
| kleine Kugel +, grosse Kugel abgeleitet | 0,67 | 0,74 |
| kleine Kugel —, grosse Kugel abgeleitet | 0,40 | 0,44 |

Die Schlagweite bei der eigentlichen Funkenentladung ist also grösser, wenn die kleinere Kugel positiv geladen ist, sei es direct, sei es durch Influenz, als wenn sie mit der Erde verbunden ist.

In ähnlicher Weise verzweigte Faraday[2]) die Entladung der Leydener Flasche zwischen zwei je eine Kugel und eine Spitze enthaltenden Zweigen, Fig. 255, in welchen diese Elektroden zwar gleich weit von einander, aber entgegengesetzt gestellt waren. Die Funken sprangen von der mit der inneren positiven Belegung verbundenen Kugel (I) zu der gegenüberliegenden Spitze über. Bei umgekehrter Ladung ging der Funkenstrom auf das entgegengesetzte Elektrodenpaar (II) über. Indess zeigten sich hier Abweichungen; so erhielt Faraday bei geringeren Entfernungen der Elektroden (Kugeln von 2 und 0,25 Zoll Durchmesser) sowohl bei positiver, wie bei negativer Ladung der Flasche im ersten Elektrodenpaare (I) Büschelentladungen.

Fig. 255.

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. 13, §. 1480 u. f., 1838* — [2]) Faraday, ibid. §. 1493 u. f.*

Bei ungleichen Abständen der Elektroden (I = 0,58", II = 0,79") gingen bei positiver Ladung der Flasche die Entladungen durch beide Paare fast gleich, bei negativer Ladung durch das Paar II.

898 Dasselbe geschieht, wenn man die grösseren Kugeln durch Platten oder auch durch Hohlkugeln ersetzt, welche die Spitzen oder kleineren Kugeln fast völlig umschliessen. Die Entladung findet zwischen der positiven Hohlkugel und der negativen kleineren Kugel leichter statt [1]).

899 Verzweigte Gaugain [2]) die Entladung seiner Metallplatte (§. 877) zwischen zwei gleichen, aber entgegengesetzt gestellten Paaren von je zwei ungleich grossen Kugeln, so dass bei dem ersten $AA_1$ die Elektricität von der kleineren zur grösseren, bei dem zweiten $BB_1$ von der grösseren zur kleineren überging, und wurden die Abstände der Kugeln so verändert, dass gerade zwischen beiden Kugelpaaren gleichzeitig Funken übersprangen, so waren dieselben

$$AA_1 = 2\,\text{cm},\ BB_1 = 1\,\text{cm} \text{ und } AA_1 = 1\,\text{cm},\ BB_1 = 0{,}8\,\text{cm}.$$

Auch hier bemerkt man den Einfluss der ungleichen Influenz der Kugeln auf einander bei verschiedenen Entfernungen.

900 Dass diese Resultate nicht durch die Ungleichheit der Form und Oberfläche der beiden Conductoren der Elektrisirmaschine oder durch etwaige ungleiche Elektricitätsverluste bedingt sind, kann man zeigen, wenn man der einen der die Unterbrechungsstelle begrenzenden Elektroden, zweier ungleich grosser Kugeln, z. B. mittelst der Holtz'schen Maschine, positive oder negative Elektricität zuführt und die andere unter Einschaltung eines Galvanometers mit gut isolirtem Multiplicator zur Erde ableitet. Wenn letzteres auch in beiden Fällen durch gleiche aber entgegengesetzte Ablenkungen anzeigt, dass die durch die Funkenstrecke gegangenen Elektricitätsmengen die gleichen sind, so ist doch stets die Zahl der Funken in gleicher Zeit grösser, wenn die positive Elektrode die grössere Kugel ist.

901 Danach ist also auch hier ein grösseres Potential zum Uebergange der positiven Elektricität von einer Kugel zu einer Spitze, als umgekehrt erforderlich. Belli [3]) hat dies direct nachgewiesen. Er näherte einem mit der inneren Belegung einer Leydener Flasche verbundenen isolirten, am Ende abgerundeten Metallstab eine relativ grosse, mit der äusseren Belegung verbundene, isolirte Metallkugel. Der Funken sprang bei positi-

---

[1]) Vergl. A. Righi, Nuovo Cimento, [2] 16, p. 89, 1876*. — [2]) Gaugain, l. c., §. 877; ähnlich auch Macfarlane, Proc. Roy. Soc. Edinb. p. 555, 1879 u. 1880*; Beibl. 5, p. 68*, bei Versuchen mit einer Platte und einer kleinen Kugel oder Spitze. — [3]) Belli, Bibl. Italiana, 36, p. 280; Corso di fisica, 3, p. 561, 1838*.

ver Ladung der Flasche bei einer am Quadrantelektrometer gemessenen Spannung von 8⁰, bei negativer Ladung von nur 5⁰ über.

Auch aus meinen §. 578 u. f. erwähnten Versuchen folgt dasselbe.

902 Eine primäre Abhängigkeit des Entladungspotentials, resp. der Schlagweite von dem Stoff der Elektroden ist noch nicht nachgewiesen worden.

Freilich fand Righi (l. c., §. 898), als er die Entladung zwischen zwei Kugelpaaren verzweigte und den Abstand des einen Paares veränderte, bis der Funkenstrom sich gleichmässig zwischen beiden vertheilte, folgende verschiedene Schlagweiten:

| Kugeln von | Kohle | Wismuth | Cadmium | Blei | Zink | Kupfer |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | 25 | 24 | 24 | 20 | 23 | 22 |

Nach verschiedenen Versuchen geht nach ihm etwa in der Reihe Aluminium, Eisen, Messing, Antimon, Blei, Kohle, Wismuth, Platin, Cadmium, Zinn, Kupfer, Zink die Entladung leichter von dem erst genannten elektrisirten zu dem später erwähnten Metall über, als umgekehrt; indess sind die Resultate nicht immer constant.

Diese Versuche sind nicht entscheidend, einmal wegen Ungleichheiten der Oberfläche und Rauhigkeiten, dann auch, weil nach einmaligem Funkenübergang zwischen einem Kugelpaar die Oberfläche je nach dem Stoff mehr oder weniger corrodirt wird und die späteren Funken dementsprechend leichter übergehen.

Wurden Funken zwischen einer Kugel von 24 mm Durchmesser und einem Kegel von 60⁰ Oeffnung hergestellt, so war nach Holtz[1]) ihr Längenverhältniss 1 : 3, je nachdem der Kegel positiv oder negativ war. Wurde aber der Kegel kugelförmig mit Seidenzeug (oder Leinen, Wollenzeug, Papier) umhüllt, so wurde die Funkenlänge gleich und viel grösser. Auch bei Umhüllung der Kugel verschwand der Unterschied theilweise. — Dies beruht indess auch wohl nur auf einer durch die schwach leitende rauhe Umhüllung bewirkten gleichmässigeren Vertheilung der Elektricität, welche sich nicht mehr so überwiegend an der Spitze ansammelt.

903 Wir haben schon früher erwähnt, dass wenn der Luftraum zwischen den Elektroden durch die anfängliche Funkenentladung verändert worden ist, derselben erst eine weitere Funkenentladung unter Theilnahme des Stoffes der Elektroden und dann noch eine schwächer werdende Gasentladung folgt, bis durch die seitlich zuströmende Luft der frühere Zustand so weit hergestellt ist, dass sie aufhört. Je nach ihrer Dauer kann die der erst entladenen Elektricitätsmenge folgende verschieden, die in dem entladenen Leitersystem zurückbleibende grösser oder kleiner sein.

Je nach dem schnelleren oder langsameren Zuströmen der Elektricität zu den Elektroden überwiegt dabei die Metall- oder die Gasentladung[2]).

---

[1]) Holtz, Wied. Ann. **11**, p. 513, 1880*. — [2]) Vergl. auch die Versuche von Rijke mit dem Inductorium, Pogg. Ann. **111**, p. 612, 1860*.

In einer rein metallischen Leitung bemerkt man bei Entladung zwischen den Conductoren einer Influenzmaschine oder einer Batterie fast nur Metallfunken; sind aber die Elektroden oder eine derselben mit der Elektricitätsquelle (resp. mit den Belegungen einer Leydener Batterie) durch feuchte Schnüre verbunden, so überwiegt die Gasentladung, welche relativ sehr dunkel ist, den Funken in einer weiteren Hülle umgiebt, und die erste Funkenentladung überdauert. Im rotirenden Spiegel erblickt man dann einen schwachen Funken, welcher von einem allmählich dunkler werdenden Lichtbande umsäumt ist, das je nach dem Gase, in welchem die Funken übergehen, gefärbt ist. Lässt man in diesem Falle die Funken zwischen zwei mit Salzlösungen von Kupferchlorid, Chlornatrium, Chlorstrontium u. s. f. getränkten Bimssteinkugeln überschlagen, so ist das Lichtband grünlich, gelblich, röthlich gefärbt.

Diese Erscheinungen treten bei den Entladungen eines Inductoriums noch deutlicher hervor, weshalb wir sie dabei ausführlicher besprechen werden.

**904** Wenn daher auch das zur Einleitung einer Entladung erforderliche Potential von dem Stoff der Elektroden unabhängig ist, so ist doch die bei der Entladung selbst übergehende Elektricitätsmenge um so grösser, je leichter die Elektroden zerstäubt oder verflüchtigt werden u. s. f. Daher ist der Rückstand nach der Entladung durch eine bestimmte Schlagweite im Allgemeinen um so kleiner, je flüchtiger die Elektroden sind, er ist kleiner bei Anwendung von amalgamirten Quecksilberelektroden als bei der von Platinelektroden u. s. f.

**905** Auch die ungleiche Temperatur der Elektroden übt einen Einfluss auf die Elektricitätsmengen aus, welche sich zwischen ihnen entladen. Dies kann man namentlich gut an den Funken des Inductoriums studiren.

Herwig[1]) verbindet zwei gleiche 0,36 mm dicke Drähte mit den Enden der Inductionsrolle eines Stöhrer'schen Inductoriums und stellt sie in horizontaler Richtung rechtwinkelig zu einander, so dass sie sich im Abstande von $^1/_4$ bis 4 mm kreuzen, und spannt ihre freien Enden durch Gewichte. Ein Gyrotrop gestattet den Inductionsstrom umzukehren. Durch einen zweiten constanten Strom kann der obere Draht erhitzt werden. Der Ausschlag des in den Inductionskreis eingeschalteten Galvanometers durch einen einzelnen Oeffnungsinductionsstrom ist:

| Abstand | Drähte kalt | + Draht glühend | — Draht glühend |
|---|---|---|---|
| 0,25 | 126,5 | 261,0 | 337,0 |
| 0,5 | 55,5 | 122,5 | 201,5 |
| 0,75 | 40,0 | 55,5 | 175,0 |
| 1,5 | 5,0 | 19,0 | 82,0 |
| 4,0 | 4,0 | 15,0 | 30,0 |

[1]) Herwig, Pogg. Ann. 159, p. 565, 1876*.

Es gehen also die grössten Elektricitätsmengen über, wenn der negative Draht glüht, geringere, wenn der positive glüht, am wenigsten ohne die Erwärmung (vergl. das Verhalten in verdünnten Gasen, §. 634).

**906** Ist endlich das Potential an den Elektroden so weit gesunken, dass es in Folge der immer schwächer werdenden, zerstäubenden Wirkung und seitlich zuströmenden kalten Luft nicht mehr für einen weiteren Uebergang der Elektricität genügt, so bleibt in dem Leitersystem ein Rückstand von Ladung, welcher indess nicht mit dem bei ununterbrochen leitender Verbindung der entgegengesetzt geladenen Belegungen eines Condensators oder einer Batterie verwechselt werden darf. Schiebt man dann die Elektroden, zwischen denen der Funken übergegangen ist, an einander, so findet bei einer gewissen Entfernung eine neue Entladung statt, und dieses Verfahren lässt sich wiederholen, bis die entgegengesetzt geladenen Leitersysteme durch eine Reihe von Partialentladungen völlig entladen sind.

Die Grösse des nach einer Funkenentladung einer Batterie verbleibenden Rückstandes hängt ab von der Wirkung des ersten Entladungsfunkens, dem Abstande der Elektroden und der Erhitzung der Luft zwischen ihnen, sowie von der Schnelligkeit, mit welcher bei und nach der ersten Entladung die Elektricitäten den Elektroden zuströmen, also von den zwischen den Belegungen und den Elektroden eingeschalteten Körpern, von der Schnelligkeit des Hervortretens der in das Dielektricum der Batterie eingedrungenen Elektricitäten u. s. f.

**907** Man kann nach Riess[1]) die Grösse des Rückstandes nach der Funkenentladung bestimmen, indem man die Batterie, deren Flaschenzahl $z$ sei, erst mit einer bestimmten Elektricitätsmenge $q$ ladet, bis die Entladung bei einer gegebenen Schlagweite $l = bq/z$ erfolgt, und sodann mittelst der Maassflasche beobachtet, welche Elektricitätsmenge $q_1$ ihr zugeführt werden muss, damit eine zweite Entladung eintritt. So war z. B. bei Einfügung eines 4 Linien langen, $^1/_2$ Linie dicken Kupferdrahtes, eines Platindrahtes von 0,052 Linien Dicke und 102 Zoll Länge, oder einer Wassersäule von $4^1/_2$ Linien Dicke und 8,3 Zoll Länge in den Schliessungskreis:

| | | Kupferdraht 4‴ | | Platindraht 102″ | | Wassersäule | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $z$ | $l$ | $q$ | $q_1$ | $q$ | $q_1$ | $q$ | $q_1$ |
| 3 | 1 | 6,0 | 5,0 | 6,0 | 5,0 | 6,0 | 3,5 |
| | 2 | 10,2 | 8,8 | 10,5 | 8,7 | 10,5 | 7,0 |
| | 3 | 15,0 | 13,0 | 15,0 | 12,5 | 14,5 | 10,5 |

---

[1]) Riess, Pogg. Ann. **53**, p. 5, 1841*; Reibungselektr. **2**, p. 80 u. f.*

| z | l | Kupferdraht 4″ q | $q_1$ | Platindraht 102″ q | $q_1$ | Wassersäule q | $q_1$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 4 | 1 | 8,0 | 6,5 | 8,0 | 6,5 | 8,0 | 4,5 |
| | 2 | 14,5 | 12,5 | 14,0 | 11,7 | 14,0 | 9,0 |
| | 3 | 21,5 | 17,0 | 19,7 | 17,0 | 19,5 | 13,5 |
| 5 | 1 | 10,0 | 9,0 | 10,0 | 9,0 | 11,0 | 5,0 |
| | 2 | 18,0 | 15,0 | 19,0 | 16,5 | 19,0 | 11,7 |
| | 3 | 27,0 | 22,5 | 25,5 | 22,5 | 26,0 | 17,0 |
| b | | 0,55 | 0,65 | 0,55 | 0,65 | 0,55 | 0,88 |

Während also der für die Einheit der Elektricitätsmenge der Batte berechnete Rückstand bei ganz metallischen Schliessungsbogen ziemli unverändert bleibt, wächst derselbe bei Einfügung von Wassersäul durch welche die Elektricitäten der Entladungsstelle nur langsam z fliessen, in hohem Grade. Bei obigen Versuchen ist er dann 0,375 v der ursprünglichen Ladung[1]).

Bei verschiedenen Elektroden, Kugeln von 6,25 Linien Durchmess oder Scheiben, sowie bei Unterbrechung des Schliessungsbogens noch einer zweiten Stelle durch eine Funkenstrecke betrug die in der Er ladung verschwundene Elektricitätsmenge im Mittel 0,846 der gesamt ten Ladung, also der Rückstand 0,154 derselben.

908 Kann man annehmen, dass bei Annäherung der Kugeln des Funke mikrometers bis zu einer zweiten und dritten Entladung die Rückstän je in demselben Verhältnisse zu einander stehen, wie die zuerst in d Batterie eingeführte Elektricitätsmenge zum ersten Rückstande, so ve halten sich die successiven Schlagweiten wie $1 : \alpha : \alpha^2 : \ldots \alpha^{n-1}$ und di jedesmal entladenen Elektricitätsmengen wie $1 - \alpha : (1 - \alpha)\alpha : (1 - \alpha)\alpha$ d. h. sie bilden die Glieder einer geometrischen Reihe.

Bei Batterien von verschiedener Capacität $s$ beginnt cet. par. bei glei cher Funkenlänge die Entladung bei gleicher Dichtigkeit $q/s$. Da nu die Entladung so lange andauert, bis die Dichtigkeit auf einen aliquote Theil der ersten gefallen ist, ist der Rückstand der ersten Ladung $q$ pro portional. Indem sich dies bei jeder weiteren Partialentladung wieder holt, muss die Zahl derselben bis zur Berührung der Kugeln des Funken mikrometers von der ursprünglichen Ladung $q$ unabhängig sein. Indess ist dieses Resultat ungenau, da die Funkenbahn bei grösserem $q$ relativ stärker erhitzt wird und so auch relativ grössere Elektricitätsmengen übergeben[2]).

---

[1]) Auch Gaugain fand bei seinen §. 877 erwähnten Versuchen das ent sprechende Resultat. — [2]) Eine andere Ansicht siehe Riess, Pogg. Ann. 78 p. 433, 1849*.

909 Schaltet man in den Schliessungskreis einer Batterie ein Funkenmikrometer ein, dessen Kugeln einander näher gestellt sind, als der Schlagweite der in der Batterie angehäuften Elektricitäten entspricht, und entladet dieselbe durch einen Fallapparat, so erfolgt ebenfalls entsprechend jeder Partialentladung im Fallapparat bei allmählicher Annäherung seiner Kugeln zwischen den Kugeln des Mikrometers eine Reihe von Entladungen. Beobachtet man dieselben in einem parallel zur Funkenbahn des Mikrometers rotirenden Spiegel, so sieht man darin eine Reihe von einzelnen, den Partialentladungen entsprechenden Funken. Jede dieser Partialentladungen kann aus einer Reihe oscillirender Entladungen zusammengesetzt sein [1]) (vgl. §. 196 u. f.). Noch besser bedient man sich hierzu einer Geissler'schen Entladungsröhre, durch welche schon bei sehr geringen Potentialdifferenzen Entladungen hindurchgehen.

910 Elektricitätsrückstände bleiben auch in der Batterie beim Zersprengen eines Drahtes durch die Entladung, wobei zuletzt an den Zerreissungsstellen Funken auftreten, wie schon van Marum beobachtet hat [2]).

911 Lässt man die Entladung einer Batterie oder eines Conductors durch eine Reihe hinter einander gestellter, an ihren Enden abgerundeter und isolirter Drähte hindurchgehen, so ist die Gesammtlänge aller Funken grösser als die einfache Schlagweite [3]).

Klebt man auf eine Glasröhre spiralig Stanniolblättchen oder Flittern im Abstande von 0,5 bis 1 mm auf, oder bestreut man ein vorher gefirnisstes Brett mit Messingfeilen, so erscheint die Funkenbahn zwischen denselben bei Entladung der Batterie oder des Conductors durch die belegte Glasröhre in den betreffenden Formen auf langen Strecken erleuchtet [4]). In ähnlicher Weise kann man, wenn man über den Goldschnitt eines Buches die Entladung hinüberleitet, sehr lange, unterbrochene Funken erhalten [5]).

912 Diese Verhältnisse bei Einschaltung mehrerer Funkenstrecken in den Entladungskreis der Batterie hat Villari [6]) unter gewissen Bedingungen untersucht.

---

[1]) A. M. Mayer (Sillim. Am. J. [3] 8, p. 436, 1874*; Phil. Mag. [4] 49, p. 47, 1875*) berusst dünnes Druckpapier über brennendem Kampher, schneidet daraus kreisförmige Scheiben von 15 cm Durchmesser und setzt sie dann in schnelle Rotation, wodurch sie eben werden. Zu beiden Seiten werden Kugeln aufgestellt, zwischen denen die Funken überschlagen und Löcher in das Papier bohren. Man kann so die Gesetze der Entladung studiren. Die Zeit wird durch eine mit einer Spitze versehene Stimmgabel verzeichnet, die man der berussten Seite der Scheibe nähert. Hierbei kann indess das Papier, zu dessen Durchbrechung eine ziemlich hohe Potentialdifferenz erforderlich ist, den Gang der Rückstände ganz wesentlich beeinflussen. — [2]) van Marum, Beschreibung einer Elektrisirmaschine, 1. Fortsetzung, Leipzig 1788, 4⁰, 3. Abschnitt, 8, p. 13. — [3]) Belli, Corso di fisica, 3, p. 585, 1838*. — [4]) Deimann, Paetz und von Troostwyk, Gehler's Wörterb. 3, p. 461*. — [5]) Priestley, Geschichte der Elektricität, deutsche Ausgabe, p. 373*. — [6]) Villari, Atti della R. Acc. dei Lincei, 6, p. 176, 1882*; Beibl. 6, p. 699*.

Eine Batterie wurde unter Einschaltung von Widerständen durch ein Funkenmikrometer mit 1 mm starken Platindrähten und zwischen zwei vor eine photographische Platte gestellten, 1 mm dicken, an einem Fallapparat befestigten Platindrähten entladen. Die Funkenlänge im Mikrometer (die Länge des „Mikrometerfunkens") sei $L$, die im Fallapparat (die des „Ausladerfunkens") $L_1$. Es ergab sich:

Ist $L = 0$, so ist die Summe $L + L_1$ ein Minimum (26 mm). Ist $L$ oder $L_1$ sehr klein ($< 2$ mm), so wächst die Länge des anderen Funkens, so dass $L + L_1$ sich einem Maximum (40 mm) nähert. Für Längen von $L$ oder $L_1$ zwischen 3 und 30 mm bleibt $L + L_1$ auf einem constanten mittleren Werth (32 mm), der grösser ist, als die Schlagweite bei einer Unterbrechung.

Der verlängernde Einfluss einer kleinen Unterbrechungsstelle auf die Funken an der zweiten Unterbrechungsstelle rührt zum Theil davon her, dass ein grosser Theil der inneren Entladung der Batterie, d. h. der über ihre unbelegten Ränder ausgebreiteten Elektricitäten, durch dieselbe hindurchgeht, und die in der Batterie selbst erzeugte Wärme ist in der That dabei viel kleiner, als ohne die kleine Funkenstrecke (siehe weiter unten).

Auch sind die Lichtfransen und die bei Bestäuben mit Mennigeschwefelpulver ausgezeichneten Stellen der unbelegten Ränder der Batterieflaschen kleiner bei einer kurzen Unterbrechungsstelle als bei einer continuirlichen Schliessung.

Werden Kartenblätter in das Funkenmikrometer eingefügt, so nimmt die Länge des Ausladerfunkens $L_1$ mit der Zahl derselben ab; ebenso wirkt eine dünne Glas- oder Glimmerplatte. Ferner wird der Entladungsfunken durch Einschaltung von Kupfervitriollösung u. s. f. in die Schliessung ein wenig verlängert und dabei die innere Entladung fast vernichtet.

Wird in den Schliessungskreis eine mit Feilspänen bestreute Glasplatte gebracht, so wird der Ausladerfunken verkürzt und schwächer. Strecken von verdünnter Luft, z. B. Geissler'sche Röhren, wirken in gleicher Weise noch stärker; Wasserstoff an Stelle der Luft in der Strecke des Funkenmikrometers verkürzt den Ausladerfunken weniger stark. Wird eine 60 bis 70 mm lange Wasserstoffschicht in die Schliessung eingeführt, so ist der Ausladerfunken bei schneller Schliessung durch den Fallapparat kürzer, bei langsamer länger.

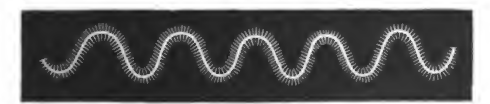
## 5. Entladungen an der Oberfläche des Schliessungskreises. Entladungen im unterbrochenen Schliessungskreise und in Inductionskreisen bei der Batterieentladung.

### a. Entladungen an der Oberfläche des Schliessungskreises der Batterie.

913 Wie bei dem Strome der galvanischen Säule ladet sich auch bei dem Durchgange einer Batterieentladung die Oberfläche des Schliessungskreises mit freier Elektricität von der positiven zur negativen Belegung hin mit veränderlicher Dichte; indess ändert sich der Potentialabfall nach seiner Grösse und bei oscillirenden Entladungen auch nach seiner Richtung sehr schnell. Einfache Verhältnisse sind also schwer herzustellen. Auf dieser Ladung beruhen die folgenden Erscheinungen.

914 Leitet man durch einen sehr dünnen, an einem Ende abgeleiteten Draht den Strom einer äusserst kräftigen Elektrisirmaschine, so strömen aus allen Seiten desselben Büschelentladungen aus, Fig. 256, indem die

Fig. 256.



Ladung der Oberfläche des Drahtes so gross ist, dass Entladungen eintreten können [1]). Die Luft riecht dabei nach Ozon [2]).

Aehnliche Erscheinungen beobachtet man nach Puluj [3]) an den zu Beleuchtungszwecken dienenden elektrischen Glühlampen. In einer solchen erscheint bei 200 bis 230 Volts Spannung blaues Glimmlicht an den Platinelektroden, an beiden bei Wechselströmen, sonst würde es nur an der negativen Elektrode auftreten. Mit wachsender Verdünnung breitet sich dasselbe mehr aus, geht aber stets radial vom Platindraht aus, wobei es unscheinbarer wird.

915 Wenn neben einem sehr dünnen Drahte, der in einem Glascylinder ausgespannt ist, die umgebende Luft sehr verdünnt ist, kann schon bei

[1]) Siehe u. a. Gehler's Wörterbuch, 3, p. 459*. — [2]) van der Willigen, Pogg. Ann. 98, p. 511, 1856*. — [3]) Puluj, Wiener Zeitschrift des elektrotechn. Vereins, 1, p. 30, 1883*; Beibl. 8, p. 63*.

starken Entladungen einer Batterie, bei denen der Draht in gewöhnlicher Luft zerbogen wird und durch die dabei geleistete Arbeit die Wärme im Schliessungskreise vermindert wird, ein Theil der Elektricität durch die Luft gehen und dann nimmt die durch ein eingeschaltetes Luftthermometer gemessene Erwärmung $w$ im Schliessungskreise zu. Dies tritt bei dickeren Drähten nicht hervor [1]). So betrug z. B. bei Einschaltung eines 2 Zoll langen Platindrahtes von 0,042 Linien Dicke in den Schliessungskreis die Erwärmung $w$ im Luftthermometer, sowie die auf die Elektricitätsmenge $q = 1$ berechnete Erwärmung $w_1$, bei verschiedenen Drucken $d$

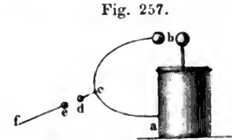
| | | 12 | 16 | 20 | 24 |
|---|---|---|---|---|---|
| | $q =$ | 12 | 16 | 20 | 24 |
| $d = 27{,}75''$ | $w =$ | 19,7 | 32,1 | 44,5 | 55,0 |
| | $w_1 =$ | 0,55 | 0,50 | 0,45 | 0,38 |
| $d = 1'''$ | $w =$ | 19,4 | 34,5 | 62,7 | 104,0 |
| | $w_1 =$ | 0,54 | 0,54 | 0,63 | 0,72 |

Bei grösseren Elektricitätsmengen leuchtet dann auch die Luft im Glascylinder auf, ohne dass dabei der Draht stark verbogen wird.

In Folge dieses partiellen Durchganges der Entladung durch die den Draht umgebende verdünnte Luft bedarf es in derselben einer viel grösseren Elektricitätsmenge, um ihn zu schmelzen, als in dichterer [2]).

**916** Entladet man eine Batterie durch einen Schliessungsdraht $ab$, den „Stammdraht", und bringt an irgend einer Stelle desselben einen gerade ausgespannten seitlichen „Astdraht" $cd$ an, dem bei $d$ in derselben Richtung ein Seitendraht $ef$ gegenüber ausgespannt ist, so geht bei der Entladung der Batterie ein Funken zwischen $d$ und $e$ über [3]).

Fig. 257.




**917** Man nennt diese Entladung in der Leitung $cdef$ die Seitenentladung. Ihr Verhalten ist von P. Riess [4]) studirt worden. Die positive Ladung der Batterie (7 Flaschen von etwa je 3,6 Quadratfuss Oberfläche) wurde mittelst der Maassflasche gemessen, die Entladung geschah durch den Fallapparat. In die Unterbrechungsstelle des seitlichen Drahtes $cdef$ war ein Funkenmikrometer eingeschaltet. Wurden die Kugeln desselben mit einander in Berührung gebracht und der Seitendraht mit

---

[1]) Riess, Abh. 1, p. 129*; Berl. Monatsber. 1856, p. 241*. — [2]) Snow Harris, Phil. Trans. 124, p. 242, 1834*. — [3]) Die erste Beobachtung einer Seitenentladung ist von Priestley (Phil. Trans. 59, p. 57, 1759, 60, p. 170, 192, 1760*) gemacht worden, als er eine Flasche durch eine Gliederkette entlud und zugleich mit der äusseren Belegung durch einen Eisendraht eine Metallkugel verband, der ein 7 Fuss langer, wenige Zoll dicker, mit Stanniol bekleideter Pappcylinder gegenüberstand. Bei der Entladung der Flasche sprang ein Funken zwischen der Kugel und dem Cylinder über. — [4]) Riess, Abh. d. Berl. Akad. 1849*; Pogg. Ann. 76, p. 465, 1849*; Reibelektr. 2, p. 246*.

einem Elektroskop verbunden, so zuckten seine Blätter bei der Entladung der Batterie. Weder ein in den isolirten Seitenzweig, noch ein in den Seitendraht eingefügtes Luftthermometer, noch ein Jodkaliumzersetzungsapparat gab einen Strom darin an. Wurden die Kugeln des Funkenmikrometers von einander entfernt, so schlug ein Funken in demselben über, das mit dem Seitendraht verbundene Elektroskop lud sich mit positiver Elektricität. Bei wachsender Ladung der Batterie waren indess die Divergenzen seiner Goldblättchen sehr veränderlich, bald grösser, bald kleiner; ebenso bei Vergrösserung der Funkenstrecke des Mikrometers, da sich nach der Ladung durch den Seitendraht das Elektroskop sofort wieder mehr oder weniger rückwärts entlud.

**918** Die Kugeln des Mikrometers in der Seitenleitung wurden auf verschiedene Entfernungen $\lambda$ gebracht und die kleinste Elektricitätsmenge $q$ beobachtet, welche bei einer gegebenen Flaschenzahl $z$ in die Batterie geführt werden musste, um in der Seitenleitung eine Funkenentladung zu bewirken. Dann war:

I. Bei constanter Zahl $z$ der Flaschen

| $\lambda =$ | 0,1 | 0,2 | 0,24 | 0,3 | 0,34 | 0,4 | 0,44 | 0,48‴ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $q$ beob. | 12,0 | 16,0 | 18,0 | 20,0 | 22,0 | 25,0 | 26,0 | 27,0 |
| $q$ ber. | 12,1 | 17,1 | 18,7 | 20,9 | 22,3 | 24,2 | 25,4 | 26,5 |

II. Bei veränderlicher Zahl $z$ der Flaschen

$\lambda = 0{,}1'''$

| $z =$ | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $q$ beob. | 6,0 | 8,0 | 10,0 | 13,0 | 15,0 | 18,0 |
| $q$ ber. | 5,2 | 7,8 | 10,4 | 13,0 | 15,6 | 18,1 |

$\lambda = 0{,}4'''$

| $z =$ | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $q$ beob. | 11,0 | 16,0 | 21,0 | 26,0 | 31,0 | 36,0 |
| $q$ ber. | 10,4 | 15,6 | 20,7 | 25,9 | 31,1 | 36,3 |

Die Berechnung geschah in der ersten Reihe nach der Formel $q = 38{,}23\sqrt{\lambda}$, in der zweiten nach der Formel $q = 8{,}2\, z \sqrt{\lambda}$.

Demnach ist die Schlagweite der Seitenentladung

$$\lambda = a\left(\frac{q}{z}\right)^2$$

d. h. proportional dem Quadrat der Dichtigkeit der Elektricität in der Batterie, resp. dem Quadrat ihrer Schlagweite.

**919** Bei Verlängerung des Seitendrahtes wächst bei gleicher Ladung der Batterie die Schlagweite der Seitenentladung bis zu einem Maximum.

Bei $z$ Flaschen berechnete sich bei analogen Versuchen wie oben nach Formel $q = b\sqrt{\lambda}$ der Werth $b$ wie folgt:

| Länge des Seitendrahtes | 7 | 56 | 160,6 bis 328″ |
|---|---|---|---|
| $b$ . . . . . . . . . . | 62,9 | 37,3 | 52,5 |

Bei Verlängerung des Astdrahtes nimmt dagegen die Schlagweite der Seitenentladung ab. War der Seitendraht constant 160,6″ lang, so betrug:

| Länge des Astes | 0 | 7 | 61 | 188″ |
|---|---|---|---|---|
| $b$ . . . . . . . | 25,6 | 27,9 | 32 | 34,7 |

**920** Bei wachsendem Abstande $A$ des Seitenzweiges von der inneren Belegung nimmt die Schlagweite in demselben ab, und zwar zuerst langsamer, dann schneller. Bei grösserer Länge $L$ des Stammdrahtes ist dabei die Schlagweite in einem Zweige grösser, welcher gleich weit von der inneren Belegung oder auch an einem ähnlich gelegenen Punkte abgeleitet ist. So fand sich z. B. in obiger Formel der Werth $b$ und die für eine bestimmte Elektricitätsmenge berechnete Schlagweite $\lambda$:

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $L = 138''$ | $A$ | 38 | 50 | 59 | 61 | 71 | 81″ |
| | $b$ | 21,0 | 23,7 | 24,7 | 25,3 | 34,0 | 45,2 |
| | $\lambda$ | 0,7 | 0,56 | 0,51 | 0,48 | 0,27 | 0,15 |
| $L = 231''$ | $A$ | 61 | 101 | 136 | | | |
| | $b$ | 17,9 | 25,0 | 35,7 | | | |
| | $\lambda$ | 0,97 | 0,50 | 0,24 | | | |

Auch hier ist in der ersten Reihe $\lambda$ für $A = 81$ noch kleiner als in der zweiten Reihe für den jenem Punkte ähnlich gelegenen, für welchen $A = 136$ ist.

**921** Werden in den Stammkreis hinter die Abzweigung verschiedene Messing- und Neusilberdrähte von den relativen Widerständen $w$ eingeschaltet, so ergeben sich die Werthe $b$ und für gleiche Elektricitätsmengen 23,8 die Schlagweiten $\lambda$.

| | Länge | Radius | $w$ | $b$ | const $\lambda$ |
|---|---|---|---|---|---|
| Messing | 24,5″ | 0,6667 | 5,0 | 28,4 | 0,7 |
| | 24,5 | 0,1456 | 24,9 | 27,7 | 0,74 |
| Neusilber | 24,2 | 0,0208 | 32,06 | 24,3 | 1,0 |
| Messing | 48,3 | 0,1456 | 45,2 | 22,2 | 1,15 |
| Neusilber | 32,0 | 0,008 | 41,84 | 21,3 | 1,25 |

Die Schlagweite der Seitenentladung nimmt also mit dem Widerstande des Stammes sehr wenig zu, wenn dabei seine Länge nicht geändert wird, wohl aber bedeutender mit wachsender Länge desselben.

**922** Wird der Seitendraht zur Erde abgeleitet, so ist der Funken zwischen denselben und dem Ast sehr viel heller, indem nun der Entladungs-

strom der Batterie von dem Ableitungspunkte aus auf zwei Parallelwegen, einmal durch die Stammleitung, dann durch die Seitenleitung zu der mit der äusseren Belegung verbundenen Erde übergeht.

923 Bei anderen Versuchen von Riess wurde ein Punkt des Schliessungsbogens der Batterie mit der hinteren Fläche einer 52 Linien grossen Condensatorplatte $A$ verbunden, der in einiger Entfernung conaxial die zweite Condensatorplatte $B$ gegenüberstand, welche durch einen einige Zoll langen Draht mit dem Funkenmikrometer verbunden war, an dessen freier Kugel ein 106,6 Zoll langer Seitendraht befestigt war. Die Seitenentladung geschah dann nur durch die in $B$ bei der Entladung influenzirte Elektricität. Wiederum entsprachen die zu einer Seitenentladung erforderlichen Quantitäten $q$ der Elektricität in der Batterie der Formel $q = b\sqrt{\lambda}$. So war ($b = 24,8$):

| $\lambda =$ | 0,1 | 0,2 | 0,4 | 0,8 |
|---|---|---|---|---|
| $q$ beob. | 8,0 | 11,5 | 15,0 | 22,0 |
| $q$ ber. | 7,8 | 11,1 | 15,7 | 22,2 |

Der Ast war nach der Entladung negativ, der Seitendraht positiv.

924 Wie §. 913 erwähnt, ladet sich bei diesen Versuchen der Hauptdraht beim Beginn des Durchganges des Entladungsstromes mit freier Elektricität auf seiner Oberfläche, wie bei der Bildung eines galvanischen Stromes, und zwar von der der inneren Belegung zugekehrten Seite an mit abnehmender, während der Entladung selbst veränderlicher Dichte. Auch der Ueberschuss der positiven Elektricität auf der inneren Belegung der Batterie, welcher auf den Schliessungsbogen übergeht, vermehrt diese Ladung. Ist dieselbe an der Stelle, wo der Ast abgezweigt ist, sehr gross, so geht sie daselbst zum Theil in Form eines Funkens zum Seitendraht. Ist letzterer mit der Erde oder der äusseren Belegung verbunden, so geht durch die durch diese erste Entladung erhitzte und verdünnte Luftstrecke neben der Seitenentladung auch noch ein Theil des Hauptstromes hindurch.

Jedenfalls sind die Verhältnisse bei diesen Versuchen sehr complicirt [1]. Je nach der Schnelligkeit, mit welcher die Elektricität im Batteriekreise sich entladet, also die Abnahme der elektrischen Dichtigkeit an der Ableitungsstelle des Astdrahtes schneller oder langsamer erfolgt, können grössere oder geringere Mengen derselben zu dem Seitendrahte übergehen; je nach der Capacität und der Form des Leitersystems des Seitendrahtes sind die an der Unterbrechungsstelle gegenüber dem Astdrahte durch Influenz angesammelten Elektricitätsmengen während der Entladung und so auch die Schlagweiten verschieden. Auch können

[1] Noch complicirtere Verhältnisse bei Einschaltung eines Condensators in den Schliessungsbogen der Batterie siehe Riess, Reibungselektr. 2, p. 182*.

Oscillationen störend wirken. Allgemein gültige Beziehungen sind also kaum zu erwarten.

**925** Da während der Entladung der Batterie die verschiedenen Theile der Leitung mit Elektricitätsmengen von verschiedener Dichtigkeit geladen sind, so kann auch zwischen ihnen eine Funkenentladung stattfinden, welche in Folge der Elektrisirung und Verdünnung der Luft einen weiteren Uebergang der Elektricität daselbst veranlasst. Dies ist schon von Priestley[1]) beobachtet worden.

Bringt man den Schliessungsdraht der Batterie in die Form eines $\Omega$, so dass zwei der Länge nach entfernte Punkte desselben in kleinerem Abstande einander gegenüberstehen, so geht ein Funken zwischen jenen Punkten bei der Entladung der Batterie durch den Draht über. Der Strom verläuft also auch hier auf zwei parallelen Bahnen, der des Funkens und der des Schliessungsdrahtes. Statt den Schliessungsdraht selbst zu biegen, kann man auch von zwei Stellen desselben Drähte abzweigen, deren Enden einander gegenüberstehen. — Je grösser der zwischen den gegenüberstehenden Stellen des Drahtes eingefügte Widerstand ist, desto grösser ist die Schlagweite zwischen denselben, so also bei veränderlicher Schliessung der Batterie bei Einschaltung längerer Drähte zwischen jenen Stellen, bei unveränderlicher, wenn jene Stellen nahe den Belegungen der Batterie liegen[2]). Denkt man sich den von der inneren Batteriebelegung entfernten Punkt in die Unendlichkeit gerückt, so ist die Erscheinung dieselbe, wie wenn bei der Seitenentladung der Zweigdraht zur Erde abgeleitet ist.

Auch hierbei findet Riess, dass die Schlagweite dem Quadrate der Elektricitätsmenge in der Batterie proportional ist[3]).

Riess selbst zieht aus den hier erhaltenen Resultaten über die Schlagweite der Seitenentladung den Schluss, dass allgemein die Schlagweite einer bewegten Elektricitätsmenge dem Quadrate ihrer Geschwindigkeit proportional ist, da letztere der Dichtigkeit der entladenen Elektricität proportional wäre. Wir haben indess schon oben erwähnt, dass dieses Gesetz wohl nicht allgemein gültig und die Verhältnisse sehr complicirt sind.

### b. Funkenentladungen im dauernd unterbrochenen Schliessungskreise.

**926** Bei der Entladung im dauernd unterbrochenen Schliessungsbogen (Bd. II, §. 438) hat Riess[4]) die Schlagweiten bestimmt. In den Schlies-

[1]) Priestley, Geschichte der Elektricität, deutsche Ausgabe, p. 475*; Phil. Trans. 59, p. 67, 1769*. — [2]) Ganz ähnliche Beobachtungen wiederholt von Righi, N. Cimento, [3] 1, p. 234, 2, p. 25, 1877*; Beibl. 2, p. 41*. — [3]) Riess, Reibel. 2, p. 258*. — [4]) Riess, Abh. d. Berl. Akad. 1850*; Reibel. 2, p. 170*.

sungskreis einer Batterie von $n$ Flaschen wurde ein aus zwei 81 Linien im Durchmesser haltenden Messingscheiben und einer zwischengelegten Guttaperchaplatte von 3 bis 4 Linien Dicke gebildeter Condensator eingefügt. In den zur inneren Belegung der Batterie führenden „inneren" Schliessungsbogen war der die Entladung bewirkende Fallapparat (Bd. I, §. 164), in den „äusseren" zur äusseren Belegung der Batterie führenden ein Funkenmikrometer mit constantem Kugelabstand $\lambda$ eingeschaltet. Die Elektricitätsmenge $q$ in der Batterie wurde so lange geändert, bis gerade ein Funken in dem Mikrometer übersprang. Es ergab sich:

| Abstand der Condensatorplatte | 3‴ | | | | 4‴ | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\lambda =$ | 0,2 | 0,4 | 0,8 | 1,2 | 0,2 | 0,4 | 0,8 | 1,2 | 1,6 |
| $q =$ | 4,5 | 6,5 | 10,0 | 15,0 | 6,0 | 8,0 | 12,0 | 16,0 | 19,0 |
| $q = b\sqrt{\lambda}$ (ber.) | 4,6 | 6,6 | 9,4 | 11,5 | 6,3 | 8,9 | 12,6 | 15,4 | 17,8 |

Bei der Berechnung wurde für die erste Reihe $b = 10,5$, für die zweite $b = 14,1$ gesetzt. Die Schlagweite ist also annähernd dem Quadrat der Quantität Elektricität in der Batterie proportional.

Wurde die Flaschenzahl $z$ der Batterie bei constanter Stellung der Kugeln des Funkenmikrometers geändert, so musste die Elektricitätsmenge $q$ proportional $z$ geändert werden, um jedesmal die Entladung zu erhalten. So war:

| $\lambda =$ | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|---|---|---|---|---|---|
| $q =$ | 6 | 9 | 11 | 13 | 14 |

Die elektrische Dichtigkeit blieb also in allen Fällen dieselbe, so dass danach die Schlagweite $\lambda$ proportional dem Quadrate der Dichtigkeit der Elektricität in der Batterie $\lambda = const\,(q/z)^2$ sein sollte.

927 Wurden in den Schliessungskreis der Batterie von $n$ Flaschen ein oder zwei Condensatoren, Leydener Batterien von der Flaschenzahl $m$, eingeschaltet, nach der Entladung der der inneren Belegung zunächst liegende Condensator losgetrennt und für sich durch ein Funkenmikrometer entladen, so konnte aus der erhaltenen Schlagweite $\lambda'$ die in ihm angesammelte Elektricitätsmenge $q_1 = \beta\lambda'$, wo $\beta$ eine Constante ist, im Verhältniss zu der der Batterie $q$ berechnet werden. Dieselbe muss der Formel $q_1 = a q m / (n + a m)$ entsprechen. In der That war ($a = 0,577$):

1 Condensator allein

| | $n = 2$ | $m = 2$ | | $n = 3$ | $m = 2$ | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $q$ | 8 | 12 | 16 | 8 | 12 | 16 | 20 |
| $\lambda'$ beob. | 0,55 | 0,85 | 1,10 | 0,40 | 0,65 | 0,85 | 1,05 |
| $\lambda'$ ber. | 0,56 | 0,83 | 1,11 | 0,42 | 0,63 | 0,84 | 1,05 |

2 Condensatoren

| | $n = 2$ | $m = 2$ | | $n = 3$ | $m = 2$ | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $q$ | 8 | 12 | 16 | 12 | 16 | 20 | 24 |
| $\lambda'$ beob. | 0,30 | 0,45 | 0,62 | 0,32 | 0,40 | 0,55 | 0,70 |
| $\lambda'$ ber. | 0,29 | 0,44 | 0,59 | 0,34 | 0,45 | 0,56 | 0,67 |

Für die beiden Reihen ist $\beta$ resp. = 0,1095 und 0,058.

928 Die Schlagweite $l$ einer Franklin'schen Cascadenbatterie nimmt bei Ladung derselben mit gleichen Elektricitätsmengen mit der Zahl ihrer Elemente und zwar nach Dove[1]) im quadratischen Verhältnisse zu. — Riess[2]) verband vier gleiche Flaschen von $1^1/_2$ Quadratfuss Oberfläche cascadenweise und leitete die äussere Belegung der vierten Flasche durch eine Maassflasche ab. Die innere Belegung der ersten Flasche wurde stets bis zu gleichen Angaben der Maassflasche geladen. Wurde dann die Schlagweite $l$ der Flasche 1, der Flaschen 1 und 2, 1, 2 und 3, sowie 1, 2, 3 und 4 bestimmt, so war:

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $z$ = | 1 | 1—2 | 1—3 | 1—4 |
| 3,3 $l$ = | 1 | 3 | 4,7 | 7,5''' |

Das Verhältniss ist also kein einfaches.

Je nach den Dicken des Glases, der Lage der Ableitungsdrähte u. s. f. können diese Schlagweiten sich sehr verschieden ändern.

Auch in den Zwischenbogen der Batterie nimmt mit der Zahl $z$ der Elemente die Schlagweite zu, so war sie z. B. in dem Verbindungsdrahte des ersten und zweiten Elementes:

| | | | |
|---|---|---|---|
| $z$ = | 2 | 3 | 4 |
| $l$ = | 0,9 | 1,4 | 2,2 |

Nach Dove l. c. ist, wenn zwei Zwischenbogen der Batterie unterbrochen werden, die Summe beider Schlagweiten kleiner, als die einer einzigen Unterbrechung in einem Zwischenbogen.

929 Auch Rossetti fand bei den §. 874 erwähnten Versuchen, dass zur Erzeugung einer gleichen Anzahl (100) Funken zwischen den in constanter Entfernung bleibenden Kugeln eines Funkenmikrometers die folgende Anzahl $n$ von Umdrehungen der Scheibe der zur Ladung einer Cascadenbatterie von $z$ Flaschen verwendeten Holtz'schen Maschine erforderlich war:

| | $d$ = 15 mm | | | | $d$ = 25 mm | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $z$ = | 1 | 2 | 3 | 5 | 1 | 4 |
| $n$ = | 115 | 57 | 38 | 22,6 | 175 | 44 |
| $zn$ = | 115 | 114 | 114 | 113 | 175 | 176 |

[1]) Dove, Pogg. Ann. 72, p. 406, 1847*, auch Boggs u. Mac Gregor, Mech. Mag. 49, p. 84, siehe Lane, Sillim. J. [2] 7, p. 418, 1849*. — [2]) Riess, Reibungselektr. 2, p. 198*.

Die Zahlen $n$ der Umdrehungen, resp. die zu gleichen Entladungen erforderlichen Elektricitätsmengen sind also der Zahl $z$ der Flaschen umgekehrt proportional, woraus indirect folgt, dass bei gleicher Ladung die Schlagweite der Zahl der Flaschen proportional ist.

Da mit der Zahl der Elemente der Cascadenbatterie, wie die grössere Schlagweite zeigt, auch die Schnelligkeit der Entladung steigt, so wächst auch die Magnetisirung von Stahlnadeln durch dieselbe in gleicher Weise, wobei indess auch anomale Magnetisirungen durch oscillatorische Entladungen vorkommen (vergl. §. 329).

Dass bei der Entladung der Cascadenbatterie, sowie bei der Entladung im dauernd unterbrochenen Schliessungskreise auch Partialentladungen vorkommen können, ist ohne Weiteres klar[1]).

930 Die Bd. I, §. 167 (p. 147) erwähnte rheostatische Maschine von Planté[2]) ist eine wiederholt geladene und entladene Cascadenbatterie; deshalb entsprechen auch die Funkenerscheinungen an ihren Conductoren denen der letzteren. Man erhält schon bei 30 Glimmercondensatoren von etwa 3 qcm Oberfläche Funken von 4 cm Schlagweite, welche sich bei mehr Condensatoren nahezu proportional ihrer Zahl vergrössert. Die sonstigen äusseren Erscheinungen der Funken sind im Wesentlichen die gleichen wie bei der Leydener Flasche.

### c. Funkenentladungen in Inductionskreisen bei der Batterieentladung.

931 Die Schlagweite $\lambda$ des Nebenstromes findet Riess[3]) innerhalb gewisser Grenzen dem Quadrate der elektrischen Dichtigkeit proportional, also $\lambda = c.(q/s)^2$, wo $c$ eine Constante ist. Bei einer Batterie von $z$ Flaschen mit den grösseren Inductionsscheiben ergaben sich die Elektricitätsmengen, welche zur Erzeugung von Funken von der Länge $\lambda$ in dem in den Kreis der inducirten Scheibe eingeschalteten Funkenmikrometer erforderlich waren, im Mittel aus je zwei Beobachtungen wie folgt, wenn $A$ der Abstand der Inductionsspiralen von einander ist:

| | $z = 3$ | | $\lambda =$ 0,1 | 0,2 | 0,4 | 0,8 | 1,6 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| I | $A = 3'''$ | $q$ | = 5,2 | 8,0 | 10,7 | 15,0 | 21,7 |
| | | $q$ ber. | = 5,4 | 7,7 | 10,8 | 15,3 | 21,6 |
| II | $A = 9'''$ | $q$ | = 7,0 | 9,7 | 13,7 | 18,0 | 26,5 |
| | | $q$ ber. | = 6,8 | 9,6 | 13,5 | 19,1 | 27,1 |

Für die Berechnung von $q$ ist $c = 17,1$ resp. 21,4 gesetzt.

---

[1]) Vgl. auch Dove, Berl. Monatsber. 1846, p. 356*; Pogg. Ann. 64, p. 81, 1845*. — [2]) G. Planté, Compt. rend. 86, p. 761, 1878*; Recherches sur l'électricité, p. 252, Paris 1870*. — [3]) Riess, Abhandl. der Berl. Akad. 1849, p. 33*; Reibungselektr. 2, p. 287, §. 831 u. f.*

Bei constanter Schlagweite 0,2''' war bei veränderlicher Flaschenzah

| $z$ = | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $q$ = | 5,0 | 8,0 | 11,0 | 13,0 | 16,5 | 19,0 |
| $\frac{q}{z}$ = | 2,5 | 2,6 | 2,7 | 2,6 | 2,7 | 2,7 |

## 6. Funkenentladungen des Inductoriums.

932 Die Funken des Inductoriums zeigen in Folge der Complication bei der Erregung der Inductionsströme besondere Eigenthümlichkeite

Lässt man zwischen zwei in einen Auslader oder ein Funkenmikrometer (§. 870) eingesetzten Metallspitzen die Funken eines Inductorium übergehen, so zeigt ein in den Stromkreis der Inductionsrolle eingefügtes Galvanometer in den meisten Fällen an, dass nur der Oeffnungsstrom die Luftschicht zwischen den Spitzen durchbricht, da meist nur bei ihm die Elektricitäten sich in gehöriger Dichtigkeit an den Enden der Inductionsrolle anhäufen.

Ebenso werden die Elektroden eines in den Schliessungskreis der Inductionsrolle eingefügten Voltameters hierbei einseitig polarisirt, und auf Jodkaliumkleister wird nur einseitig Jod abgeschieden; auch die Löthstelle eines eingeschalteten Wismuth-Antimon-Thermoelementes wird erkältet oder erwärmt, je nach der Richtung des Oeffnungsstromes. Die Wärmewirkungen in dem Draht der Inductionsrolle selbst sind dabei schwächer als wenn die Enden derselben direct mit einander verbunden werden, da ein Theil der Arbeit der in der Rolle bewegten Elektricität auf die Bildung des Funkens verwendet wird.

933 Im Uebrigen bieten die Inductionsfunken die gleichen Erscheinungen dar, wie die Funken der Elektrisirmaschine oder Leydener Flasche, nur treten in Folge des verzögerten Zuströmens der Elektricitäten aus der Inductionsrolle zu ihren Enden, resp. rückwärts erfolgenden Ausgleichungen der Elektricitäten durch letztere nach Aufhören der inducirenden Wirkung Abweichungen in quantitativer Beziehung ein [1]).

So sind, wie bei der Elektrisirmaschine, die Funken länger, wenn für den Oeffnungsstrom die negative Elektrode des Inductoriums mit einer flachen Metallplatte oder einer grossen Metallkugel, die positive mit einer ihr gegenüberstehenden Spitze verbunden wird, als zwischen zwei Spitzen. Ist die positive Elektrode mit der Metallplatte, die negative mit der Spitze verbunden, so sind sie kürzer. Im ersten Falle gehen die Funken nie in geraden Bahnen zur Platte; im zweiten bleiben sie zwischen der Spitze und dem nächsten Punkte der Platte. Bei Annähe-

---

[1]) Callan, Phil. Mag. [3] 25, p. 415, 1863*.

rung werden die Funken schwächer, wenn die Spitze positiv ist; wenn sie negativ ist, sind die Funken bei 2 bis 3 Zoll Abstand sehr laut.

934 In einzelnen Fällen tritt nach Hankel[1]) in Folge von oscillatorischen Entladungen das Umgekehrte ein. Wird z. B. die Spitze als positive Elektrode verwendet und die Platte durch eine zweischenkelige Holtz'sche Trichterröhre zur Erde abgeleitet, so leuchten bei grossen Entfernungen von Spitze und Platte, wo Büschelentladungen erscheinen, beide Schenkel der Röhre; bei geringeren Abständen, wo Zickzackfunken übergehen, leuchtet nur der Schenkel, in welchen die positive Elektricität durch die Spitzen in die Trichter eintritt. — Ist die Spitze mit dem negativen Pol des Inductoriums verbunden, so erscheinen bei grösserem Abstande von der Platte nur Ausstrahlungen; beide Schenkel der Röhre leuchten. Bei geringerem Abstande, wo sich zickzackförmige, wenig laute Funken zeigen, leuchtet derselbe Schenkel wie, als die Spitze positiv war, so dass hier die scheinbar negative Spitze als positive Elektrode der Funken dient. Bei weiterer Annäherung der Spitze werden die Funken geradlinig und lauter; dann erscheint das Licht in dem anderen Schenkel, so dass nun die Spitze wirklich als negative Elektrode dient.

Statt der Trichterröhre kann man auch eine zwischen den Magnetpolen liegende Entladungsröhre verwenden, in welcher die Ablenkungen der Entladung nach beiden Seiten die Stromesrichtung bezeichnen.

Wird die Platte noch mit der inneren Belegung einer aussen abgeleiteten Leydener Flasche verbunden, so treten die einseitigen Richtungen der Entladungen in der Trichterröhre noch entschiedener hervor. Zugleich kann die den obigen Versuchen entsprechende Ladung der Batterie direct durch das Probescheibchen nachgewiesen werden.

Die Umkehrung hängt mit der Art der Unterbrechung zusammen; sie zeigt sich bei frischer Füllung des Unterbrechers des Inductoriums mit Quecksilber und Alkohol, nicht aber nach längerem Gebrauch.

935 Schiebt man eine Metallscheibe zwischen beide Elektroden, so muss man dieselben auf beiden Seiten ziemlich gleich weit von ersterer entfernen, um Funken zu erhalten; indess springen die Funken von der positiven Elektrode zur Mitte, von der negativen zum Rande der Scheibe über[2]).

Wendet man als Elektroden für den Funken eine Metallplatte und einen ihr gegenüberstehenden Pinsel von übersponnenem Kupferdraht an, so erhält man längere Funken, als wenn die Drähte des Pinsels frei sind; werden sie mit Siegellack in eine Hülse gekittet, so dass dieselbe nirgends berührt wird, so werden gleichfalls die Funken länger[3]), wohl weil eine grössere elektrische Dichtigkeit erforderlich ist.

---

[1]) Hankel, Ber. d. Königl. Sächs. Ges. Math. Phys. Classe, 1878, p. 91*; Wied. Ann. 7, p. 631, 1879*. — [2]) Callan, l. c. — [3]) Poggendorff, Pogg. Ann. 126, p. 57, 1865*.

um die Ueberspinnung oder den Siegellack zu durchbrechen, und sich so gleichzeitig eine grössere Elektricitätsmenge entladet [1]).

936 Ferner springen die Inductionsfunken aus weiterem Abstande nach Durchgang des ersten Funkens über, wenn die Elektroden aus leichter schmelzbaren oder flüchtigen Metallen bestehen, da dann der Schlagraum mehr mit Dämpfen erfüllt bleibt. Aus demselben Grunde ist die bei der Entladung ausgeglichene Elektricitätsmenge grösser, wenn die Elektroden, namentlich die negative, erhitzt werden.

Sonst verhalten sich die Inductionsfunken ganz wie die gewöhnlichen Funken. Man kann sie zu langen Blitzen ausdehnen, wenn man sie zwischen Metallfeilspänen überschlagen lässt. Ebenso zeigen die Inductionsfunken die Pausenerscheinung; auch das Hervortreten der Funkenentladung bei grösserer Entfernung der Elektroden durch Annähern von Halbleitern [2]). Bei Annäherung einer Metallscheibe an die negative Elektrode nimmt die Schlagweite zu u. s. f.

937 Bei den Inductionsapparaten, bei welchen die Inductionsrolle in einzelnen, die ganze Länge derselben einnehmenden und so über einander gelagerten Windungsreihen besteht, besteht ein Unterschied zwischen der Ansammlung der Elektricitäten auf dem Ende der ersten inneren und dem Ende der letzten äussersten Windungsreihe.

Während von letzterem bei Erregung des Apparates und Annäherung eines Leiters in ziemlich weiter Entfernung Funken überspringen, an demselben sich also bedeutende Elektricitätsmengen anhäufen, sind die Funken von dem inneren Ende nur kurz. In der inneren Lage der Windungen werden nämlich die bei der Induction angehäuften freien Elektricitäten durch die benachbarten Metallmassen der inducirenden Spirale und des Eisenkernes gebunden, so dass sie sich hier nicht in gleicher Dichtigkeit frei anhäufen können, wie an dem Ende der äussersten Windungsreihe. Bei starker Erregung des Apparates können hierdurch sogar Funken von den inneren Theilen der Inductionsrolle zu der inducirenden Rolle oder dem Eisenkern überspringen.

Verbindet man das innere Ende der Inductionsrolle mit einem langen, isolirten Draht, oder zieht man aus demselben die Funken durch einen Körper von grosser Oberfläche, so wird diese Anomalie aufgehoben, da im ersten Falle die condensirende Wirkung der primären Rolle und des Eisenkernes auf die an dem Ende des Drahtes angehäuften Elektricitäten nicht stark hervortreten kann, im zweiten die Influenz des genäherten Körpers auf die Elektricität am inneren Ende die von den inneren Theilen des Inductionsapparates ausgeübte überwindet [3]).

---

[1]) Weinhold, Pogg. Ann. **140**, p. 176, 1870*. — [2]) Riess, Pogg. Ann. **99**, p. 636, 1856*. — [3]) De Castro, in du Moncel, Recherches sur la non-homogénéité de l'étincelle d'induction, Paris 1860, p. 69*.

Zuweilen ist dabei, wie bei den Entladungen der Leydener Batterie zwischen zwei scheinbar gleichen Elektroden, die Schlagweite grösser, wenn die Entladung in der einen Richtung geschieht, wie in der anderen, wohl in Folge kleiner Ungleichheiten, die namentlich durch die ersten Entladungen bedingt sein können. Bei derselben Entfernung der Elektroden (z. B. Kugeln) geht daher bei einem Inductorium, in welchem die Inductionsspirale aus einzelnen, ihre ganze Länge einnehmenden Windungen besteht, zuweilen die Entladung nur vor sich, wenn die eine Elektrode mit dem äusseren, stärker geladenen Ende der Inductionsspirale verbunden ist, die andere mit dem inneren Ende; nicht aber bei Umkehrung der Verbindung [1]).

938

Verbindet man die Enden des Inductoriums durch Drähte mit einem Funkenmikrometer, so nimmt die Schlagweite mit der Länge derselben ab; indess beruht diese Abnahme nicht ohne Weiteres auf dem Widerstand der Drähte, der gegen den Gesammtwiderstand der Inductionsrolle sehr unbedeutend ist, sondern vielmehr auf ihrer Ladung mit freier Elektricität, die man auch bei Annäherung einer zur Erde abgeleiteten Spitze durch die zwischen ihr und den Drähten überschlagenden Nebenfunken nachweisen kann.

Werden daher statt der Drähte schmalere oder breitere Stanniolstreifen zur Leitung verwendet, so nimmt gleichfalls die Schlagweite ab; auch braucht man nur bei kürzeren Poldrähten solche Stanniolstreifen, oder an ihrer Stelle etwas längere Drähte über die Poldrähte zu hängen und so ihre Oberfläche zu vergrössern, ohne dass ihr Leitungsvermögen geändert wird. Auch so wird die Schlagweite vermindert und die Funken werden weniger intensiv. Ebenso wirkt die Verbindung kurzer Poldrähte mit den äusseren Belegungen zweier Leydener Flaschen; indess nur, wenn die inneren Belegungen abgeleitet werden, da sonst durch die Vertheilung in letzteren die Ladung verhindert wird. Werden die inneren Belegungen hierbei direct verbunden, so nimmt die Schlagweite sehr stark ab und die Funken werden sehr hell und glänzend. — Bei Anwendung längerer Verbindungsdrähte zwischen den inneren Belegungen zeigen auch diese bei jeder Entladung des Inductoriums freie Spannung. Sind die Poldrähte lang, so nimmt die Schlagweite stark ab. Ist dabei das Stück der Poldrähte zwischen den Polen und den äusseren Belegungen der Flaschen lang (100 m), das Stück zwischen letzteren und dem Funkenmikrometer kurz (0,3 m), so sind die Funken hell und glänzend; sind die Längen umgekehrt vertheilt, so sind sie schwach. — Verbindet man die äusseren Belege der Flaschen mit den Enden der Inductionsrolle, die inneren mit dem Funkenmikrometer, so erhält man glänzende Funken,

---

[1]) Wartmann, Arch. des Sciences phys. et nat. Nouv. Sér. 24, p. 236, 1865*.

welche alternirenden Entladungen entsprechen, deren Schlagweit
Einschaltung längerer Drähte ebenfalls abnimmt [1]).

Werden die Pole des Inductoriums durch einen langen und
kurzen Draht mit dem Funkenmikrometer verbunden, so ladet sich
der der erste mit viel freier Elektricität, und die entsprechende entge
gesetzte Ladung am kurzen Draht überträgt sich auf einen Theil
Inductionsrolle selbst, die dann durch Influenz die Elektricitäten
Hauptrolle vertheilt, wodurch letztere, sowie die mit ihr verbund
Theile des Apparates, der Interruptor und Condensator, auch die S
sich mit der entgegengesetzten Elektricität laden, wie der mit dem
gen Draht versehene Pol. Sind die Pole mit zwei ungleich langen D
ten versehen und nähert man den Polen eine mit der Erde verbund
Spitze, so sind die zu dieser überspringenden Nebenfunken an dem
dem längeren Draht verbundenen Pol kürzer. — Werden zuerst b
Pole des Inductoriums mit gleich langen Drähten verbunden, wird d
aber, ohne die Leitungsfähigkeit zu ändern, nur die Oberfläche des ei
Drahtes, etwa durch Zusammenrollen, oder, bei Anwendung brei
Stanniolblätter statt der Drähte, durch Zusammenfalten des einen
Länge nach verringert, so verhält sich derselbe wie ein kürzerer Dra

Die grösseren Oberflächen der Elektroden verhalten sich hierbei
wissermaassen, wie die Belegungen einer Leydener Flasche, die mit d
Polenden verbunden sind und sich auch mit statischer Elektricität lad
Nur finden die Bindungen der Elektricitäten weniger zwischen den P
drähten selbst statt, als zwischen ihnen und den umgebenden Körper
wie man auch jeden elektrisirten Körper als die eine Belegung ein
Leydener Flasche ansehen kann, deren Isolator die Luft und deren ande
Belegung die Oberfläche der umliegenden Körper ist.

Mit der Abnahme der Schlagweite vermindern sich in allen diese
Fällen die thermischen Wirkungen des Funkens und die galvanometrisch
Wirkung der Entladung.

Wie bei der Ladung der Leydener Flasche durch das Inductoriu
(s. w. u.) treten auch bei den hier beschriebenen Ladungserscheinunge
alternirende Ströme auf (vergl. §. 933). Schaltet man daher neben de
Funkenmikrometer eine Entladungsröhre in den Schliessungskreis, s
zeigt sie bei kurzen Poldrähten nur einseitig an der negativen Elek-
trode blaues Glimmlicht; bei Anwendung zweier langer Drähte oder
Stanniolstreifen treten zwar bei grösserer Annäherung der Elektroden
des Funkenmikrometers auch noch einseitig gerichtete Ströme auf, bei
grösserer Entfernung zeigt sich aber Glimmlicht an beiden Elektroden;
wobei das an der positiven Elektrode erscheinende Licht indess zuweilen
nur durch eine weissliche Fluorescenz des die Elektrode umgebenden
Glases erkennbar ist.

---

[1]) Poggendorff, Monatsber. d. Berl. Akad. 1864, Juli 28*; Pogg. Ann.
123, p. 448, 1864*. Auch Guillemin, J. de Phys. 2, p. 129, 1873*.

939 Lässt man die Funken eines Inductoriums, um sie geradlinig zu erhalten, zwischen Platindrähten überschlagen, die in die beiden Enden einer Glasröhre gesteckt sind, so wird die Schlagweite mit Abnahme der Röhrenweite geringer. Ebenso nimmt die Schlagweite ab, wenn die Funken zwischen zwei einander nahe gegenüberstehenden Glasplatten oder auch nur auf der Oberfläche einer Glasplatte überschlagen. Ferner wird sie vermindert, wenn nur auf die Elektroden kürzere Glasröhren gesteckt werden, die um eine gewisse Strecke über sie hinausragen, oder wenn zwischen den Elektroden ein ihnen conaxiales, kurzes Röhrenstück aufgestellt wird, durch welches die Funken durchschlagen oder über dessen Oberfläche sie hinweggehen. Ganze oder theilweise Belegung der äusseren Oberfläche der Glasröhren mit Stanniol hebt diese Verminderung der Schlagweite auf, ja steigert die letztere sogar (in einem Falle von 10‴ bis 15‴). Dabei sind die Funken in dem unbelegten Theile der Röhre schwach, in dem belegten hell und breit.

Wird auf die Röhre ein Stanniolstreifen nur lose aufgelegt, so haftet er daran bei dem jedesmaligen Durchgange des Funkens, was von einem Knistern von Fünkchen begleitet ist; hängt man über die Röhre an verschiedenen Stellen schmale Stanniolstreifen, wie die Goldblätter eines Elektroskopes, so divergiren sie bei jeder Funkenentladung an der Seite der negativen Elektrode mit positiver, an der Seite der positiven Elektrode mit negativer Elektricität. In der Mitte der Röhre sind die Streifen noch negativ geladen.

Stanniolringe, die auf die Röhre geschoben sind, erweisen sich ebenso nach der Entladung an der Seite der positiven Elektrode negativ, an der negativen positiv geladen, wie man durch Annäherung eines Elektroskops zeigen kann.

Hierbei gehen die an den Elektroden vor der Entladung angehäuften Elektricitäten zum Theil auf das Glas über und bedingen daselbst durch Abstossung der Elektricitäten in den Elektroden die Verminderung der Schlagweite. Beim Umlegen von Stanniolstreifen werden darin die entgegengesetzten Elektricitäten erregt, die gleichnamigen schnell in die Luft zerstreut. Ihre Wirkung hebt die der Elektricitäten im Inneren der Glasröhre auf.

Auf Geissler'schen Röhren ist nur die vorübergehende Ladung der Stanniolringe während der Entladung, nicht die dauernde nach derselben wahrzunehmen; die Luft in den Röhren muss eine gewisse Dichtigkeit besitzen, um sie zu zeigen [1]).

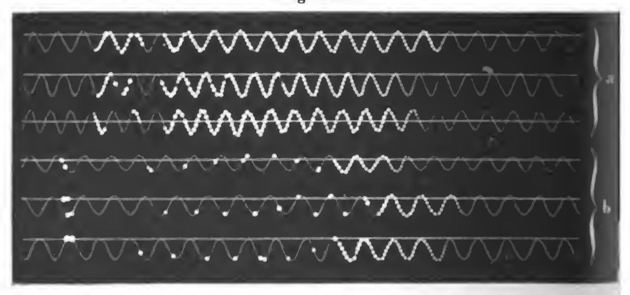
940 Treten durch die alternirenden Ströme in der Inductionsspirale abwechselnd Maxima und Minima der Ladung der Enden derselben auf, zwischen denen die Spannung sich schnell ändert, so können zur Zeit der Maxima der ersten Funkenentladung in der immer noch heissen Luft weitere Funkenentladungen folgen.

[1]) Poggendorff, Berl. Monatsber. 1865, Juli; Pogg. Ann. 126, p. 57, 1865*.

Die wiederholten Funkenentladungen des Schliessungs- wie Oeffnungsinductionsstromes der Inductionsspirale sind von Donde und Nyland[1]) in folgender Weise untersucht worden.

Vor der mit berusstem Papier überzogenen Metallwalze eines Phoautographen, dessen Axe eine in einer Mutter laufende Schraube bilde so dass die Walze bei der Drehung sich verschob, war eine mit ein Metallstift versehene Stimmgabel aufgestellt, die in der Secunde 2 Schwingungen machte. Diese, sowie die Walze selbst, waren mit d Polen der Inductionsrolle eines grossen Ruhmkorff'schen Inductoriu verbunden. Der Schliessungskreis der inducirenden Spirale desselb wurde durch einen aus Kupfer- und Elfenbeinsegmenten bestehend Disjunctor während einer Umdrehung der Walze zweimal geschloss und geöffnet. Wurde hierbei die Stimmgabel in Schwingungen verset so verzeichnete der Metallstift auf der Walze ihre Oscillationen, auf den sich die einzelnen, nach einander erfolgenden Funkenentladungen d Inductionsrolle als weisse Punkte markirten. Macht man denselben Ve such, indem man von der ersten Stellung der Walze ausgehend, diesel langsam dreht und die Stimmgabel nicht anstreicht, so dass sie ei gerade Linie aufschreibt, so kann man an den auf dieser Linie verzeic neten Funken den Beginn der Funkenentladung des Schliessungs- un Oeffnungsstromes bestimmen. Figur 258 giebt ein Bild der bei d

Fig. 258.




Schwingung der Gabel enthaltenen Entladungen: *a* für die Schliessungsfunken, *b* für die Oeffnungsfunken.

Bei Anwendung von 10 Grove'schen Elementen begann die Reihe der Schliessungsfunken nach $^1/_{10}$ Schwingung der Stimmgabel vom Beginn der Induction an mit einem schwachen, die Reihe der Oeffnungsfunken nach $^1/_{20}$ Schwingung der Gabel nach der Oeffnung mit einem

[1]) Donders, Proces-verbaal van de Academie te Amsterdam, 1868, 30. Mai, Nr. 1. A. Nyland, Over den Duur en het Verloop der Geinduceerde Galvanische Stroomen. Dissertation. Utrecht 1870*. (Nach einem durch die Güte des Verfassers mitgetheilten deutschen Auszuge.)

starken Funken. Bei der Schliessungsentladung sind deutlich drei Perioden zu bemerken, die eine, von $^1/_3$ Schwingung Länge, worin kleine, immer stärker werdende Funken auftreten, die zweite, von 6 bis 8 Schwingungen, in der sich vereinzelte Funken zeigen, endlich eine dritte Periode von 4 bis 7 Schwingungen mit abnehmenden Funken. Bei der Oeffnung ergeben sich zwei Perioden, die eine von grossen unterbrochenen, die andere von abnehmenden Funken.

Wird dünneres Papier über die Walze geklebt und die Zahl der Elemente der Säule vermehrt, so wird die Dauer der Gesammtentladung grösser. Je nachdem das eine Ende der Inductionsspirale mit der Walze verbunden ist, das andere mit der Stimmgabel oder umgekehrt, hat entweder die Schliessungs- oder Oeffnungsentladung am meisten Unterbrechungen.

Werden beide Enden der Inductionsspirale mit Stimmgabeln verbunden, so wächst die Dauer der ersten Unterbrechung beim Oeffnen, wenn die Zahl der Elemente der Säule vermehrt wird. Mit wachsender Dünne des Papiers wächst die Zahl der Funken bis zu einigen Hundert. Wird aus dem den Cylinder bedeckenden Papier ein Dreieck ausgeschnitten und so der Metallcylinder an der Stelle desselben direct vom Schreibstift getroffen, so nimmt mit der Länge des während der Entladung eingeschalteten, metallischen Contactes die Zahl der durch Entladungsfunken bezeichneten Schwingungen der Stimmgabel, d. h. die Zeitdauer der ganzen Entladung sowohl bei der Schliessung, wie bei der Oeffnung zu. Wird dagegen auf das die Metallwalze bedeckende Papier ein Dreieck von Glimmer geklebt, so nimmt sie bis auf ein Drittel ab. Der Widerstand auf der Funkenbahn vermindert also die Entladungsdauer. — Lässt man die Entladung zwischen zwei Metallspitzen übergehen, so nimmt in Folge des Luftwiderstandes die Entladungsdauer zu, die Schliessungsentladungen bleiben aus und die Einschaltung des Condensators in den inducirenden Kreis verlängert die Entladungsdauer des Oeffnungsstromes.

Verbindet man dabei die Enden der Inductionsrolle mit den Belegungen einer Leydener Flasche, so haben die Gesammtentladungen dieselbe Dauer, wie ohne Flasche; die Anzahl der Funken wird indess kleiner, namentlich gegen das Ende der Entladungen. Die Funken durchbrechen dann keine so grosse Luftstrecke, wie ohne Flasche. Wird die Schliessung und Oeffnung bewirkt, ehe die Schliessungsentladung abgelaufen ist, so stören sich beide Entladungen.

Wird das eine Ende der Inductionsspirale isolirt, das andere mit der Stimmgabel verbunden, so verzeichnen sich unipolare Entladungen während $1^1/_4$ bis $1^1/_2$ Schwingungen der Gabel. Bei Ableitung des einen Endes der Spirale und Verbindung des anderen mit der Gabel sind die Entladungen, wie die gewöhnlichen.

Liegen beide Enden der Inductionsspirale auf der rotirenden Metallwalze, so dass Funken zwischen ihnen überspringen und ihre Bahn auf dem berussten Papier verzeichnen, so zeigen die Bilder grosse Unter-

brechungsstellen und treten am Ende der Entladung dicht an einander. Bei Einschaltung einer Leydener Flasche drängen sie sich dagegen am Anfang der Entladung an einander.

941 Auch Ogden Rood [1]) hat ähnliche Messungen gemacht und dabei zugleich die Dauer der den Funken folgenden Gasentladungen (siehe weiter unten) gemessen. Er verband Leydener Flaschen von 738,06 qcm und 70,96 qcm Oberfläche mit einem Inductorium und beobachtete die Entladungen in einem beiderseits versilberten, rotirenden Spiegel von bekannter Rotationsgeschwindigkeit oder durch eine schwarze rotirende Scheibe, aus der zwei schmale Sectoren von $2^1/_2{}^0$ ausgeschnitten waren, und die sich vor einer von den Funken beleuchteten weissen Papierfläche befand. Bei geringen Abständen der Elektroden (Messingkugeln von 9 mm, Platindrähte von 0,3 mm Durchmesser) folgten mehrere Entladungen auf einander, deren Abstand mit wachsender Länge der Funken grösser wurde. Im Ganzen aber wird hierbei die Zahl der Funken so weit vermindert, dass die ganze Dauer der Entladungen kleiner wird [2]).

Die Dauer der Lichthülle, welche den zuerst erscheinenden Funken ohne Einschaltung der Flasche folgt, ist bei der Entfernung der Elektroden

| 1 mm | 2 | 3 | 4 | 5 |
|---|---|---|---|---|
| 0,026 | 0,015 | 0,012 | 0,009 | 0,006 Sec. |

Bei 10 mm Entfernung war keine Lichthülle mehr sichtbar. Die Dauer derselben nimmt also mit Zunahme der Entfernung der Elektroden ab.

Wird mit dem Inductorium eine Leydener Flasche verbunden, so wird die Zahl der Entladungen kleiner mit grösserer Oberfläche der Flasche; die Lichthülle verschwindet allmählich; bei grossen Flaschen findet endlich nur eine Funkenentladung ohne Lichthülle statt.

Wird durch den hellen, die Entladung beginnenden Funken ein auf berusstem Glase gezeichneter, aus $^1/_{12}$ bis $^1/_{24}$ mm breiten schwarzen und hellen Linien bestehender Maassstab beleuchtet, und sodann das Bild durch einen rotirenden Spiegel und eine Linse projicirt, so kann man bei gehöriger Regulirung der Rotationsgeschwindigkeit des Spiegels aus dem Verschwinden der getrennten Bilder der beiden Arten von Linien die Zeitdauer des Funkens bestimmen. Bei einer Leydener Flasche von 114,4 Quadratzoll Oberfläche und einer Schlagweite von 2 mm zwischen Platinelektroden betrug die Dauer $175 \,.\, 10^{-9}$ Secunden, bei einer Flasche von 11 Quadratzoll Oberfläche unter denselben Bedingungen nur $40 \,.\, 10^{-9}$ Secunden.

---

[1]) Ogden R. Rood, Sillim. J. [2] 48, p. 153, 1869; [3] 2, p. 160, 1871; 4, p. 249, 1872*. — [2]) Vergl. auch Cazin, Compt. rend. 76, p. 875; 77, p. 1095, 1873*.

942 Auch Holtz[1]) befestigte zwei mit den Enden des Inductoriums verbundene Stanniolspitzen radial auf einer 12 cm grossen, circa 100 mal in der Secunde sich umdrehenden Ebonitscheibe. Die Ausdehnung des Funkenbildes war bei sehr kleiner Funkenstrecke am grössten (da dann zur ersten Entladung ein sehr geringes Potential erforderlich ist und dem ersten Funken grosse Mengen Elektricität aus dem Innern der Inductionsrolle folgen). Bei geringerer Zahl der erregenden Elemente und Verringerung der Zahl der Eisendrähte in der inducirenden Spirale, ebenso bei wachsendem Luftwiderstande in der Funkenstrecke selbst oder bei Einschaltung einer zweiten Funkenstrecke wurde die Ausdehnung kleiner. Das Bild besteht aus einer grösseren Zahl durch Zwischenräume getrennter Theile mit hellem, kürzerem Kopfende und dunklerem violettem, verschieden langem Schweif.

Die die ganze Länge des Entladungsgebildes verringernden Einflüsse verkürzen auch die einzelnen Partialentladungen. Dabei gabeln sich oft die den früheren Entladungen angehörigen Schweife, namentlich bei Verlängerung der Funkenstrecke; wohl in Folge von fortgeschleuderten glühenden Lufttheilchen durch die elektrische Einwirkung, nicht aber durch directe Wirkung der Rotation, da die Gabelschwänze ebenso weit innerhalb wie ausserhalb der Funkenbildlinie fallen.

Bei Verbindung der Pole des Inductoriums mit Leydener Flaschen kürzt sich mit Vergrösserung der Flaschen die Gesammtausdehnung des Funkenbildes und seiner Theile ab, die violetten Schweife verschwinden, die Köpfe werden heller (da die zuerst entladene Elektricitätsmenge relativ grösser ist).

Genau gleiche Erscheinungen zeigen sich bei der Entladung von Leydener Flaschen unter Einschaltung feuchter Schnüre, wenn man eventuell auch die letzten Enden der Schnüre kurz vor der Funkenstrecke noch mit je einer kleineren Leydener Flasche verbindet. Die Länge des Gesammtbildes wächst mit der Grösse der Oberfläche der Batterie, nicht aber bei gleichbleibender Oberfläche und grösserer Schlagweite.

943 Wir haben schon früher auseinandergesetzt, dass alternirende Ströme entstehen, wenn man die Enden der Inductionsrolle mit einem Condensator, z. B. den Belegungen einer Leydener Flasche, verbindet. Es gelingt hierbei nicht, die Flasche dauernd zu laden, da die Ladungen sich gleich wieder rückwärts durch die Rolle selbst ausgleichen. Dies geschieht sogar schon bei einmaliger Berührung der beiden Belegungen mit den Enden der Rolle, da dieselbe stets länger dauert, als ein einzelner Inductionsstrom. Dass indess bei diesem Versuch doch eine schnell verschwindende Ladung stattfindet, beobachtet man, wenn man die Belegungen der Batterie (zwei Stanniolblätter) nur lose auf den

[1]) Holtz, Gött. Nachr., 19. Mai 1880, p. 345*; Beibl. 4, p. 739*.

zwischen ihnen befindlichen Isolator (eine Glasplatte) auflegt. Ein Vibriren derselben bei ihrer Verbindung mit den Enden des Inductionsdrahtes zeigt die abwechselnde Ladung, bei welcher die Belegungen sich anziehen, und die darauf folgende Entladung an, bei der sie wieder in ihre Ruhelage zurückkehren. Ein elektrisches Ei, eine Entladungsröhre in dem Kreise der Inductionsrolle, zeigt in diesem Falle in Folge des abwechselnden Hindurchganges des Ladungs- und Entladungsstromes an beiden Elektroden das blaue Glimmlicht.

Verzweigt man den vom Ruhmkorff'schen Apparat zu den Belegungen der Batterie oder eines Condensators führenden Draht an einer Stelle in zwei parallele Zweige und schaltet, nach Gaugain[1]), in dieselben zwei Ventileier in entgegengesetzter Lage ein, so bedecken sich entsprechend die beiden freien Kugeln derselben mit Glimmlicht, indem durch das eine Ei die Batterie sich ladet, durch das andere Ei aber entladet.

Man kann diese abwechselnde Ladung und Entladung der Batterie auch gut zeigen, wenn man die Belegungen *a* und *b* derselben, Fig. 259, mit den Enden *G* und *H* der Inductionsrolle verbindet und von den Verbindungsdrähten zwei Drähte *cd* und *ef* abzweigt, deren Spitzen *d* und *f* einander gegenüberstehen. Dann springen zwischen *d* und *f* starke Funken über, die um so kleiner werden, je länger *cd* und *ef* und je grösser ihr Widerstand ist, indem sich dabei immer grössere Antheile der Ladung der Batterie durch die Inductionsrolle selbst ausgleichen. — Schaltet man statt der Batterie *ab* ein elektrisches Ei ein und verbindet *d* und *f* durch einen Draht von grossem Widerstande, so geht durch das Ei ein Theil des Oeffnungsstromes, durch den Draht *cdfe* der übrige Theil desselben und der Schliessungsstrom. Ein in die Zweige *ca* und *be* eingefügtes Galvanometer zeigt mithin nur eine einseitige, dem Oeffnungsstrome entsprechende, ein Galvanometer in *cdfe* eine schwächere, dem Schliessungsstrome entsprechende Ablenkung, ein Galvanometer in den Zweigen *Gc* und *He* die durch die wechselnde Stromesrichtung bedingte doppelsinnige Ablenkung[2]).

Fig. 259.



Die Funken, welche bei Einschaltung der Batterie *ab* zwischen *d* und *f* überspringen, sind viel heller, als die Funken bei der directen Gegenüberstellung der Elektroden der Inductionsrolle, dagegen erwärmen sie ein in sie hineingesenktes Thermometer viel weniger, als letztere,

---

[1]) Gaugain, Compt. rend. **40**, p. 640, 1855*; Pogg. Ann. **95**, p. 163*; Compt. rend. **41**, p. 152, 1855*. — [2]) Poggendorff, Pogg. Ann. **94**, p. 330, 1855*.

auch entzündet sich in ihnen eine Wachskerze nicht, wie in jenen; offenbar weil hier ein viel grösserer Theil der entladenen Elektricitätsmenge die Luft mit leuchtender Entladung durchbricht, und die durch sie eingeleitete Entladung in der schwächer leuchtenden Hülle der Funken unbedeutender wird [1]) (s. w. u.). — Zugleich verschwindet der Temperaturunterschied an den beiden Elektroden der Unterbrechungsstelle mehr und mehr, einmal aus dem eben erwähnten Grunde, dann auch, weil die Richtung der Ströme alternirt. Indess ist letztere Bedingung von dem Abstand *df* und den Orten *c* und *e* der Ableitung der Drähte *cd* und *ef* abhängig, da unter den verschiedenen Bedingungen zwischen *f* und *d* theils direct die Inductionsfunken, theils indirect die Entladungsfunken der Batterie überspringen können. Ist z. B. der Abstand *df* sehr klein, so springen nur directe Inductionsfunken über, welche die Elektroden ungleich erwärmen; bläst man aber kalte Luft durch die Unterbrechungsstelle, so treten die Entladungsfunken der Batterie an ihre Stelle. Wird die Luft an der Entladungsstelle verdünnt, so erhält man aus demselben Grunde Funken von den gewöhnlichen Eigenschaften der Inductionsfunken. Ist das Glas der Batterie sehr dick, wie z. B. wenn man sie aus mehreren Glastafeln bildet, von denen nur die beiden äussersten auf ihrer Aussenfläche belegt sind, so gehen ebenfalls mehr und mehr gewöhnliche Inductionsfunken zwischen *f* und *d* über. — Ist die Batterie sehr gross, so entstehen gar keine Funken; sie entladet sich stets wieder durch die Inductionsrolle selbst.

**944** Will man die Batterie dauernd laden [2]), so muss man ihre eine (z. B. äussere) Belegung mit dem einen Ende der Inductionsrolle direct verbinden, oder dieselbe zur Erde ableiten, und der mit der inneren Belegung verbundenen Kugel das andere Ende der Inductionsrolle bis auf einige Entfernung nähern. Da nur in dem schnell verlaufenden Oeffnungsstrome die Spannung bedeutend genug ist, den mit Luft erfüllten Zwischenraum zwischen dem Ende der Inductionsrolle und der Kugel unter Funkenbildung zu durchbrechen, so ladet sich die Batterie mit der Elektricität, welche jenem Ende durch den Oeffnungsstrom ertheilt wird. Ist dabei der Abstand des Endes und der Belegung zu klein, so kann sich die Batterie leicht durch die Inductionsrolle selbst wieder entladen.

Bei fortgesetzter Thätigkeit des Apparates wiederholen sich diese Entladungen, und man erhält durch dieselben hellere, aber weniger zahlreiche Funken, als wenn man die Enden der Inductionsrolle direct einander gegenübergestellt hätte. Je grösser die elektromotorische Kraft des Inductionsstromes, also bei dem gleichen Apparat die elektromotorische Kraft der ihn erregenden Säule ist, desto grösser muss die Batterie

---

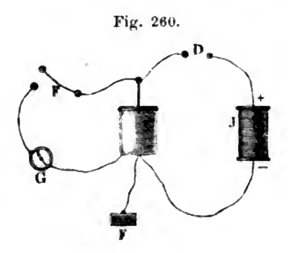
[1]) Poggendorff, Monatsber. der Berl. Akad., 7. März 1861*. — [2]) Sinsteden, Pogg. Ann. **96**, p. 353, 1855*. Koosen, Pogg. Ann. **97**, p. 212, 1856*.

sein, um diese scheinbare Verstärkung der Wirkung hervorzubringen [1]. Bei grösserem Abstande des Endes des Inductionsdrahtes von den Kugel der Batterie finden die Entladungen durch ersteren nicht statt, da dan die Elektricitäten sich wohl zum Theil über die nicht belegten Stelle der Batterie selbst ausgleichen.

Um bedeutende Ladungen der Batterie zu erhalten, muss die Verstärkungszahl derselben möglichst gross sein, damit die Dichtigkeit de Elektricität an der dem Ende der Inductionsrolle gegenüberstehende Kugel bei gleichen in die Batterie hineingeführten Elektricitätsmenge möglichst klein werde. Batterien mit recht dünnem Glase sind als hierzu besonders geeignet. Koosen verwendet deshalb dünne, innen mit Amalgam belegte Glaskugeln, wie sie zu Zierrathen häufig gefertigt werden, überzieht sie aussen mit Blattgold und versieht sie innen mit einem Zuleitungsdraht.

**945** Genauer sind die Verhältnisse der Ladung der Batterie durch das Inductorium von v. Oettingen [2]) studirt worden.

Fig. 260.




Der für den Oeffnungsstrom negative Pol des Inductoriums $J$ ist mit der zur Erde $E$ abgeleiteten äusseren, der positive durch eine Funkenstrecke $D$ mit der inneren Belegung der Batterie verbunden. Ein mit letzterer ebenfalls verbundener Riess'scher Fallapparat $F$ gestattet, die Batterie durch einen, ein Spiegelgalvanometer $G$ enthaltenden, zur äusseren Belegung führenden Zweig zu entladen.

Der Hauptstrom des Inductoriums wird durch die Hand unterbrochen, und sobald bei $D$ ein Funken erscheint, die Batterie durch den Fallapparat entladen. Dabei wächst mit abnehmender Inductionsschlagweite $D$ die durch den Galvanometerausschlag gemessene Ladung der Batterie, bis sich dieselbe bei einer Minimalschlagweite $D_1$ durch das Inductorium rückwärts entladet.

Mit Vergrösserung der Batterie nimmt die durch den Inductionsstrom in dieselbe getriebene Elektricitätsmenge, also auch die Ablenkung des Galvanometers zu, aber die Dichtigkeit ab; deshalb wird die zur Selbstentladung erforderliche Schlagweite $D_1$ kleiner.

Der Grund dürfte derselbe sein, wie bei einfacher Entladung der Inductionsrolle. Bei kürzerer Schlagweite folgt dem zuerst bei einer kleineren Spannung stattfindenden Uebergang der Elektricität vom In-

---

[1]) Grove, Phil. Mag. [4] 9, p. 1, 1855*. — [2]) v. Oettingen, Pogg. Ann. 118, 369, 1863*.

ductorium zur Batterie eine grössere Menge der im Inductorium angehäuften Elektricität, welche noch die zum Uebergang durch die kleinere Entfernung erforderliche Spannung behält. Da bei grösserer Oberfläche der Batterie die Dichtigkeit auf der mit ihr verbundenen Kugel des Mikrometers bei gleicher Elektricitätszufuhr kleiner ist, kann auch mit wachsender Oberfläche der Batterie die in sie eintretende Elektricitätsmenge grösser sein (etwa bei doppelter Oberfläche im Verhältniss von 5:8). Da sie sich aber auf einer grösseren Fläche verbreitet, ist ihre Dichtigkeit geringer.

Bei wiederholtem Oeffnen des Inductionskreises kann man die Batterie in abnehmender Reihe immer stärker laden. Die Zahl der Stösse, welche nöthig ist, um die Maximalladung zu erreichen, wächst mit der Capacität; das Maximum der Schlagweite selbst, bis zu welcher die Batterie bei einer bestimmten Inductionsschlagweite geladen wird, ist von der Capacität der Batterie unabhängig. **946**

Die Beobachtungen hierüber wurden gemacht, indem die Ladung der Batterie bei 1 bis $x$ Stössen gemessen wurde, bis sich die Batterie durch das Inductorium zurückentlud.

Aus verschiedenen Versuchen folgt, dass die Dichtigkeit $\delta$ der Elektricität, bei der eine Selbstentladung der Batterie eintritt, proportional ist der Quadratwurzel $\sqrt{L}$ aus der Länge der durchbrochenen Inductionsschlagweite; und entsprechend ist das Maximum der Dichtigkeit $\delta_m$, bis zu der man eine Batterie bei einer gegebenen Inductionsschlagweite laden kann, proportional der Quadratwurzel aus der letzteren.

Dieses Gesetz ist vorläufig nur für kugelförmige Elektroden geprüft. Da die Funkenstrecke bei der Ladung der Batterie durch das Inductorium erhitzt wird, so tritt die Selbstentladung leichter und unter anderen Bedingungen ein, als die gewöhnliche Entladung der Batterie.

Ist ein zweites Galvanometer $G'$ zwischen dem Funkenmikrometer $D$ und der Batterie in den Inductionskreis eingeschaltet, so sind seine Ausschläge cet. par. fast genau dieselben, wie die des anderen Galvanometers im Entladungskreise, da die gleiche Elektricitätsmenge die Ladung, wie die Entladung bewirkt. **947**

Entladet sich die Batterie durch die Inductionsspirale von selbst, so findet dasselbe statt, da man in beiden Fällen die Differenz des Ladungs- und Entladungsstromes beobachtet. Dabei ergiebt indess die verschieden gerichtete Ablenkung des Galvanometers $G$ eine Reihe von Alternationen (bis zu 7) in der Art des Rückstandes, welche den Oscillationen in der Inductionssprirale entsprechen. So kann bei kleiner Schlagweite $D$ der Rückstand positiv, bei grösserer in abnehmender Stärke negativ, bei noch grösserer wieder positiv sein.

Da die bei der ersten Induction rückwärts erzeugte negative Ladung der Batterie viel kleiner ist, als die erste positive Ladung, so kann sie den Funkenraum nicht mehr durchbrechen; so dass gleich das erste negative Maximum des Rückstandes wahrgenommen wird.

948 Tritt bei einer gewissen Oberfläche bei einer bestimmten Inductionsschlagweite eine neue Periode auf, so erscheint bei halber Oberfläche die nächstfolgende Periode nahe bei derselben Inductionsschlagweite; da im letzteren Falle die Dichtigkeit der Ladung durch den Inductionsstoss die doppelte ist, ebenso also die negative Ladung bei der ersten Selbstentladung u. s. f.

Wenn also bei gleicher Inductionsschlagweite bei $n$ Flaschen eine einfache Entladung mit negativem Rückstande eintritt, so ist dieselbe bei $n/2$ Flaschen zweifach und der Rückstand positiv, bei $n/4$ Flaschen dreifach und der Rückstand negativ u. s. f.

Wird eine Batterie durch mehrere Inductionsstösse bis zur Selbstentladung geladen, so ist dieselbe stets einfach gerichtet und der Rückstand negativ, weil der letztere nie die Dichtigkeit haben kann, um die Funkenstrecke rückwärts zu durchbrechen. Die Dichtigkeiten nehmen sehr schnell ab.

949 Dass man auch Cascadenbatterien durch das Inductorium laden kann, ist selbstverständlich [1]).

Nähert man dem einen Ende der an beiden Seiten isolirten Inductionsrolle einen zur Erde abgeleiteten Draht und lässt auf ihn Funken überspringen, so ladet sich die Spirale selbst in ihrer ganzen Länge mit der Elektricität, welche das dem Ableitungsdraht abgewendete Ende der Spirale durch den Oeffnungsinductionsstrom erhalten hätte.

950 Das allgemeine Aussehen der Oeffnungsfunken des Inductoriums ist dem der Batteriefunken ganz ähnlich. Man erhält bei geringeren Abständen und sehr starken Entladungspotentialen geradlinige, die Elektroden verbindende Funken, bei grösserem Abstande der Elektroden und geringeren Potentialen Zickzackfunken, welche oft entsprechend den Einzelentladungen in mehrfachen Zweigen auf einander folgen, um so mehr, als durch die in der Inductionsrolle aufgehäufte Elektricitätsmenge die Entladung verlängert wird.

Werden die aus mehrfachen Zweigen zusammengesetzten Oeffnungsfunken bei Verbindung der Enden der Inductionsrolle mit einem Funkenmikrometer in einem rotirenden Spiegel oder durch eine undurchsichtige, radial aufgeschlitzte Scheibe [2]) angesehen, zwischen welche und den Funken man einen radialen festen Spalt stellt, so erscheinen dieselben

---

[1]) Vgl. auch Cazin, Compt. rend. 56, p. 307, 1863*. — [2]) Cazin, Compt. rend. 76, p. 875, 1873*.

aus einzelnen verschieden liegenden, successiven Zickzackentladungen gebildet, wodurch der Gesammtfunken den Anblick eines vielfach verästelten Liniensystems gewinnt. Dabei wächst mit abnehmender Schlagweite der Funken die Zahl der Zweige bis zu mehreren Hunderten, sie ist grösser bei grösserer Krümmung der Elektroden und die gesammte Entladungsdauer wächst ebenfalls von 2 bis $24 \cdot 10^{-3}$ Secunden, indem sich eine grössere Elektricitätsmenge dabei in den successiven Entladungen ausgleicht. Die ersten beiden Funken sind viel weiter von einander entfernt; ihr Abstand scheint von der Gesammtdauer der Entladung unabhängig zu sein. Der Schliessungsfunken verhält sich ähnlich, nur sind die Abstände der Elektroden für die gleiche Erscheinung viel kleiner.

951 Bei den einzelnen Funken tritt, da die im Innern der Inductionsrolle angehäuften Elektricitäten erst allmählich nach dem Uebergang eines Funkens ihren Enden zuströmen, zu dem zuerst gebildeten Metallfunken eine viel weiter ausgebildete Lichthülle auf, als bei den Funken der Batterieentladung. Sie umgiebt die Funken selbst, überzieht die negative Elektrode mit blauem Glimmlicht und zeigt ganz ähnliche Erscheinungen, wie wir sie §. 851 erwähnt haben.

952 Die ersten Versuche über die Natur der Inductionsfunken sind von Neef[1]) mittelst des Wagner'schen Hammers angestellt worden. Er beobachtete durch ein 25- bis 50 mal vergrösserndes Mikroskop die beim Abheben der Spitze von der Platte entstehenden Funken. Auf dem mit dem negativen Pol verbundenen Theil des Unterbrechungsapparates, namentlich auf den erhabenen Spitzen, erschien eine Reihe kleiner heller Fünkchen, die sich nicht von der Oberfläche des Leiters entfernten. Ausserdem war der negative Leiter des Apparates mit einer flammenden, lavendelblauen Lichthülle umgeben. War die Spitze des Apparates negativ, so erschien die Lichthülle wie eine Flamme auf derselben, war die Platte negativ, so breitete sie sich scheibenförmig auf der letzteren aus. Die Lichthülle verschwand, wenn man einen Tropfen Wasser oder Oel zwischen die Spitze und Platte brachte. Sie vergrösserte sich im luftverdünnten Raume sehr bedeutend, während die Funkenerscheinung abnahm. — In einer Atmosphäre von Kohlensäure erschien die Lichthülle milchweiss.

Das Neef'sche Lichtphänomen lässt sich bequemer beobachten, wenn man die Enden des inducirten Drahtes eines Inductionsapparates an einer Platinplatte und einer darüber stehenden Schraube befestigt, durch welche eine Platinspitze der Platte genähert werden kann, wobei nur die Oeffnungsströme übergehen [2]).

---

1) Neef, Pogg. Ann. **66**, p. 414, 1845*; vergl. auch Osann, Pogg. Ann. **89**, p. 600, 1855*. — 2) Riess, Pogg. Ann. **91**, p. 290, 1854*.

Schraubt man die Spitze so weit gegen die Platte hinab, dass Funken in hellen, zuerst krummen, dann bei weiterem Nähern aber in geraden, schnell einander folgenden Lichtlinien übergehen, so bleiben Spitze und Platte noch dunkel. Werden sie aber weiter einander genähert, so vermindert sich der Glanz der Funken und die jeweilen mit dem negativen Pol verbundene Elektrode leuchtet mit blauem Lichte. Dasselbe ist auf der Fläche ausgebreitet, an der Spitze nur in einem Punkte concentrirt, oder reicht auch an den Seiten hinauf. Zugleich treten viele weisse Lichtpünktchen von glühendem Platin an der leuchtenden, wenige an der dunklen Elektrode auf. Diese Funken nehmen an Menge ab, wenn man statt des Platins ein weniger angreifbares Metall, z. B. die von Siemens und Halske eingeführte Platinlegirung benutzt.

953 Lässt man die Inductionsfunken zwischen zwei einander gegenüberstehenden Drähten überschlagen, so sind sie, wie die Funken der Influenzmaschine unter Einschaltung von Leydener Flaschen, ebenfalls aus glänzenden Lichtstrahlen zusammengesetzt, und einer Lichthülle, welche an der Endfläche der positiven Elektrode beginnt, daselbst röthlich ist, und sich mit lavendelblauem Lichte noch über die negative Elektrode ausbreitet (Fig. 261). (Ueber die Ausbreitung der Lichthülle im rotirenden Spiegel u. s. f. s. §. 852).

Die Lichtblitze im Innern der Hülle erscheinen meist gekrümmt. Sie bilden sehr schmale, helle Lichtlinien. Müssen die Funken dichtere Medien durchbrechen, entstehen sie z. B. zwischen zwei Metallspitzen, zwischen welche man einen Tropfen Olivenöl gebracht hat, so erscheinen sie unter dem Mikroskop aus einzelnen, in mehr oder weniger spitzen Winkeln zusammenlaufenden Linien zickzackförmig gebildet [1]).

Fig. 261.




Wendet man hierbei zwei flache und an ihren Spitzen abgerundete Drähte als Elektroden an, welche zwischen zwei Glasplatten eingeklemmt sind, so kann man die genauere Zusammensetzung der Entladung sehr gut studiren. Das blaue Licht umhüllt die negative Elektrode ganz und ist von dem von der positiven Elektrode ausgehenden, kegelförmig sich erweiternden, röthlichen Licht durch einen dunklen Zwischenraum getrennt. Die hellen Lichtfunken gehen hauptsächlich von der positiven Elektrode aus und durchbrechen die eben erwähnten Theile ihrer Lichthülle. Fig. 262 giebt ein Bild dieser Erscheinung bei 80 maliger Vergrösserung [2]). Einer längeren Beobachtung derselben stellt sich die Fortführung von metallischen Theilen von den Elektroden hin-

---

[1]) Fabbri, Nuovo Cimento 7, p. 182, 1858; Archives des Sciences phys. et nat. Nouv. Sér. 2, p. 58*. — [2]) du Moncel, Compt. rend. 40, p. 312, 1855*;

derlich in den Weg, durch welche die Glasplatten bald mit einem glänzenden, vielfarbigen Metallüberzug bedeckt werden.

Lässt man den negativen Poldraht eines Inductoriums oscilliren, so sieht man eine continuirliche, von dem glühenden Draht beschriebene Curve, auf welcher sich einzelne Lichtstreifen abzeichnen, die den einzelnen Entladungen entsprechen, deren jede mit einer blauen Lichthülle umgeben ist [1]).

Lässt man die Entladung in der Flamme einer Kerze übergehen, so erscheint bei langsamem Gange des den inducirenden Strom unter- **954**

Fig. 262

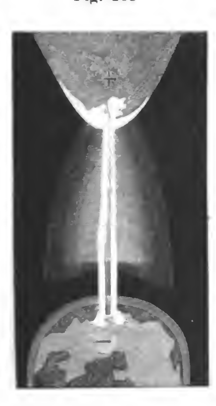
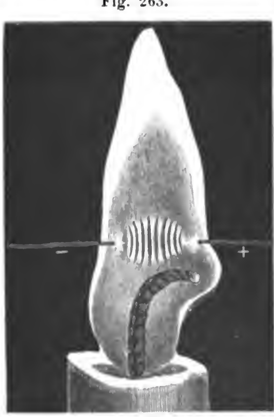


Fig. 263.




brechenden Apparates eine in blendendem Weiss erscheinende Entladung, in welcher der helle Entladungsfunken nicht mehr zu erkennen ist. Dieselbe ist von transversalen dunklen Schichten durchzogen, welche bis an die positive Elektrode herangehen, von der negativen aber wiederum durch einen dunklen Zwischenraum getrennt sind (vergl. Fig. 263). An der negativen Elektrode selbst kann man in diesem Falle das blaue Glimmlicht nicht sehen; dieselbe ist mit lebhaft glühendem Russ bedeckt.

In einem langsam rotirenden Spiegel erscheint hierbei die Flamme sägeförmig gezackt, am unteren Ende jedes Einschnittes sieht man einen hellen Funken, so dass die Flamme bei dem Uebergang jedes Funkens

---

Pogg. Ann. **95**, p. 175*; Recherches sur la non-homogénéité de l'étincelle d'induction, Paris 1860, p. 74 u. flgde.*

[1]) Fernet, Compt. rend. **59**, p. 1005, 1864*; vergl. auch Seguin, Compt. rend. **68**, p. 1322, 1869*.

oberhalb desselben erlischt. Unterhalb bleibt sie ungeändert. Durch die Funken werden dabei die Verbrennungsgase aus einander gesprengt, und so wird jedesmal ihre Zufuhr zum oberen Theil der Flamme gehindert. — Die entsprechenden Erscheinungen zeigen sich, nur in complicirterer Gestalt, bei Beobachtung der Flamme durch eine, mit radialen Schlitzen versehene, rotirende Pappscheibe [1]); sie erscheint dann oberhalb des Funkens aus abwechselnd hellen und dunklen Schichten gebildet, die in der Richtung des Funkens als dunkle Kreise auftreten.

Sehr deutlich erscheinen die Schichten der Funken, wenn man dieselben in einer russenden Flamme, z. B. von Terpentinöl, oder in Luft, in welche Kohlenstaub gestreut wird, zwischen den Elektroden übergehen lässt [2]).

Auch erhält man eine ähnliche Schichtung, wenn man eine Glasplatte mit Jodsilbercollodium zur Herstellung eines photographischen Bildes präparirt und sie dem Sonnenlicht einige Zeit aussetzt. Lässt man auf einer solchen Platte Funken überschlagen, so erhält man eine deutliche, durchsichtige Streifung, welche sich auf positives Papier übertragen lässt. Die Schichten fangen immer zuerst an, sich am negativen Pol zu bilden, sie sind gegen die Pole, wie die Schichten des Lichtes im luftverdünnten Raume, umgebogen und lassen, ebenso wie dort, deutlich den Unterschied der beiden Pole erkennen [3]).

955 Wie bei den gewöhnlichen Funken der Elektrisirmaschine und Leydener Batterie erscheint die Metallentladung in den Inductionsfunken um so kräftiger, je grösser die zu den Enden der Inductionsrolle vor oder während des Anfangs der Entladung gelangenden Elektricitätsmengen sind.

Verbindet man daher die beiden Kugeln eines Henley'schen Ausladers durch nasse Schnüre von etwa 5 mm Durchmesser und $^3/_4$ bis 1 m Länge mit den Enden der Inductionsspirale, so verschwinden die Funken fast ganz, und nur die Lichthülle bleibt. Werden dagegen umgekehrt die Enden der Spirale mit den Belegungen eines Condensators, einer Leydener Flasche verbunden, von denen aus zwei Drähte zu den Kugeln des Ausladers führen, so sammelt sich eine grosse Menge der Elektricität vor der Entladung in der Flasche an und entladet sich gleich anfangs in einem Funken; die Lichthülle verschwindet fast ganz [4]).

Meist ist indess gleich nach der ersten Funkenentladung die Spannung so vermindert, dass in der verdünnten Luft nur noch eine Gasentladung erfolgt, ohne dass dabei zugleich Metalltheile von den Elektroden abgerissen werden.

---

[1]) Kundt, Pogg. Ann. **128**, p. 159, 1866*. — [2]) Ganz analog schichtet sich Kohlenpulver, welches auf einer Glasplatte ausgebreitet ist, und durch welches die Funken hindurchgehen (siehe §. 1013). — [3]) Laborde, Compt. rend. **58**, p. 661, 1864*. — [4]) Rijke, Pogg. Ann. **111**, p. 612, 1860*; siehe auch dessen analoge Versuche mit der Dampfelektrisirmaschine ibid.

Lässt man daher die Inductionsfunken zwischen zwei Spitzen übergeben und vor denselben einen Spiegel um eine Axe rotiren, welche der Verbindungslinie der Spitzen parallel ist, so erscheint im Spiegel die Lichthülle einseitig durch den linearen Funken begrenzt und im Sinne der Drehung des Spiegels verlängert; ein deutlicher Beweis, dass die Lichthülle sich erst mit dem momentanen Funken bildet und denselben noch längere Zeit überdauert [1]).

956 Entsprechend den Angaben des vorigen Paragraphen vergrössern alle Mittel, welche die zur Erreichung einer Metallfunkenentladung erforderliche Elektricitätsmenge an den Enden der Inductionsspirale verkleinern, die Lichthülle. Wendet man also spitze Elektroden an Stelle von kugelförmigen an, so wird an ersteren schon bei kleineren Elektricitätsmengen das Potential so gross, dass die Luft durch einen Metallfunken durchbrochen wird. Liefert also das Inductorium in beiden Fällen in gleichen Zeiten gleiche Elektricitätsmengen, so ist bei den Spitzen nach der ersten Metallfunkenentladung die zurückbleibende Elektricitätsmenge grösser, welche sich durch die Lichthülle entladet. Wendet man Elektroden an, welche geringere Cohäsion haben, z. B. Elektroden von Kohle [2]) an Stelle von Platinelektroden, so bedarf es ebenfalls einer geringeren Elektricitätsladung, um ihre Masse an der Entladung ferner Antheil nehmen zu lassen und glühende Theilchen von ihnen fortzuführen. Wie oben wird daher die Lichthülle grösser.

957 Je mehr glühende Theile hierbei die Luft durchdringen, je heisser sie also wird und je mehr Stoffe sie aufnimmt, die schon bei kleineren Elektricitätsmengen eine Gasentladung vermitteln, eine desto grössere Elektricitätsmenge fliesst bei der Entladung des Inductoriums durch die Unterbrechungsstelle, desto geringere Mengen gleichen sich rückwärts durch die Inductionsrolle aus.

Bei Anwendung spitzer Kohlenelektroden ist in Folge dessen die durch den Oeffnungsstrom continuirlich übergehende Elektricitätsmenge so bedeutend, dass in einem in den Inductionskreis eingeschalteten Voltameter selbst zwischen grösseren Platinelektroden Wasser zersetzt wird, während dies bei Unterbrechung des Stromkreises durch Metallspitzen nur unter Benutzung sehr dünner Drähte als Elektroden gelingt. Dennoch geht auch bei Anwendung von Kohlenelektroden nur der Oeffnungsstrom über, da nur dieser die Elektricitäten in gehöriger Dichtigkeit liefert, um zuerst eine Funkenentladung hervorzurufen; zwischen dem Aufhören des Oeffnungsfunkens und dem Eintreten des Schliessungsstromes vergeht aber eine zu lange Zeit, als dass die die Lichthülle des ersteren bildende, leitende Materie noch bis zu letzterem fortbestände. — Da

---

[1]) Lissajoux, Compt. rend. **49**, p. 1009, 1859*, vergl. Ogden Rood, l. c. § 941*. — [2]) Sinsteden, Pogg. Ann. **105**, p. 1, 1857*.

indess die Funkenentladung in diesem Falle doch bei geringeren Elektricitätsmengen eintritt, als zwischen Metallelektroden, so ist es nicht mehr nöthig, die in der Zeiteinheit in der Inductionsrolle bewegten Elektricitäten möglichst zu steigern. Man kann deshalb den Condensator am Inductorium entbehren, und auch, wenn der Schlagraum zwischen den Kohlenspitzen sehr kurz ist, an dem Interruptor Silberspitzen statt Platinspitzen verwenden. — Lässt man vor den Kohlenelektroden einen Spiegel um eine, dem Funkenstrom parallele Axe rotiren, so erscheint jeder Funken in der auf ihn senkrechten Richtung verlängert; ein Beweis, dass hier auch der continuirliche Strom nach der ersten Funkenentladung durch glühende Kohlentheilchen geleitet wird. Bei Metallelektroden tritt solche Verlängerung des Funkens durch den rotirenden Spiegel nicht ein. Hier verschwinden sogleich die glühenden Theilchen; die continuirliche Entladung in der Lichthülle findet in der verdünnten Luft statt, wie auch die Untersuchung ihres Spectrums zeigt.

Wendet man nur eine Elektrode von Kohle einer anderen von Metall gegenüber an, so ist die Lichthülle am stärksten ausgebildet, wenn die Kohle als negative Elektrode dient. Wir werden später mittheilen, dass die negative Elektrode bei den Inductionsfunken viel stärker erwärmt wird, als die positive; so dass also auch noch hierdurch die feine Zerstäubung der Kohle erleichtert wird. Ein in den Inductionskreis eingefügtes Galvanometer zeigt in diesem Falle eine grössere Ablenkung, als wenn die Kohle als positive Elektrode dient. — Da die Erhitzung der Elektroden nach dem Beginn der Inductionsfunken nach und nach steigt, so wächst der Ausschlag des Galvanometers erst allmählich bis zu einem Maximum.

Taucht man die Elektroden in Oel, so wird die Lichthülle viel grösser, da hier gleichfalls das Oel durch den zwischen den Elektroden übergehenden Funken sich verbreitet und den Raum daselbst leitend macht.

Heisse Luft ist leichter zu durchbrechen, als kalte. Daher erscheint die Lichthülle im Innern einer Kerzenflamme viel heller und grösser. — Ebenso dehnt sie sich im luftverdünnten Raume aus. — Stellt man dagegen die Elektroden in einem Glasrohre einander gegenüber, in welchem die Luft comprimirt wird, so nimmt die Ausdehnung der Lichthülle ab [1]).

Zwischen Flüssigkeiten, z. B. zwischen zwei Wasserstrahlen, in welche man die Elektroden senkt, ist die Funkenbildung sehr schwach und wenig leuchtend, die Lichthülle stark ausgebildet. Bringt man einen Platindraht zwischen die Strahlen, so erscheint der Funken daran heller.

958 Das Verhältniss der durch den Funken plötzlich entladenen und in der Lichthülle continuirlich übergehenden Elektricitätsmengen ist dem-

[1]) Du Moncel, Compt. rend. 37, p. 995, 1853*. Fabbri, l. c.

nach je nach den Umständen bei dem Inductionsfunken sehr verschieden und es unterscheidet sich in dieser Beziehung die Funkenentladung zwischen den Enden der Inductionsrolle meist von der der Leydener Batterie. Dies lässt sich namentlich auch an der Ablenkung eines Galvanometers studiren, welches in den, durch ein Funkenmikrometer unterbrochenen Schliessungskreis der Inductionsrolle eingeschaltet ist.

Liess Koosen [1]) bei gleichbleibender (etwa 10 mal in der Secunde erfolgender) Unterbrechung der inducirenden Rolle durch einen, dem Foucault'schen Interruptor ähnlichen Apparat unter Einschaltung wachsender Widerstände $W$ in den Schliessungskreis die Inductionsfunken in gleicher Schlagweite ($^1/_{10}$ bis 2 mm) übergehen, so nahm die Ablenkung der Nadel eines Galvanometers immer mehr ab. Wenn man hiernach den Widerstand $R$ einer bestimmten Länge (1 mm) des die Funkenentladung vermittelnden, mit Luft erfüllten Schlagraumes nach dem Ohm'schen Gesetze aus der beobachteten Stromintensität $I$ berechnet, so wächst derselbe mit abnehmender Stromintensität. Wenn man dagegen die Schlagweite $L$ vermindert, so steigt umgekehrt der Werth $R$. So fand unter Anderem Koosen [2]):

| $W$ | $L$ | $I$ | $R$ | $L$ | $I$ | $R$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 0 | 1 mm | 0,231 | — | $^1/_4$ mm | 0,384 | — |
| 4 900 | 1 mm | 0,194 | 19 000 | $^1/_4$ mm | 0,306 | 48 800 |
| 11 100 | 1 mm | 0,176 | 28 800 | $^1/_4$ mm | 0,277 | 87 300 |
| 18 000 | 1 mm | 0,158 | 32 200 | $^1/_4$ mm | 0,249 | 103 000 |

Ganz ähnliche Versuche hat Oberbeck [3]) angestellt, indem er in verschiedenen und verschieden stark verdünnten Gasen, welche sich in einer Glaskugel befanden, zwischen zwei einander auf bestimmte Entfernungen zu nähernden Stahlspitzen die Funken eines Inductoriums übergehen liess, während er in den Inductionskreis ein Galvanometer und einen veränderlichen Widerstand (eine mit verdünnter Kupfervitriollösung gefüllte Röhre) einschaltete und den eine Tangentenbussole enthaltenden inducirenden Kreis mittelst eines Wagner'schen Hammers unterbrach. 959

Berechnet man zunächst für Luft von Atmosphärendruck, welchen Funkenlängen $A$ und $B$ (etwa 6 und 2 mm) bei Einschaltung von 5 und 35 cm der Kupferlösung Ströme von je gleicher Intensität entsprechen, so ergeben sich ihre Differenzen $A - B$ nahezu gleich (z. B. 2,46). Der Widerstand von je 1 mm der Funkenbahn (im vorliegenden Falle $30/2,46 = 12,2$) ist also nahezu unabhängig von der Funkenlänge. Dasselbe ergiebt sich in den übrigen Fällen.

Eine geringe Abnahme des Widerstandes bei Differenzen aus grösseren Längen dürfte eine Folge der grösseren Dünnheit des Funkencanals dabei sein.

[1]) Koosen, Pogg. Ann. 107, p. 193, 1859*. — [2]) Vergl. auch du Moncel, Etincelle d'induction. Paris 1860*. — [3]) Oberbeck, Pogg. Ann. 155, p. 80, 1875*; Programm der Berl. Sophien-Realschule 1876*.

Wird der so berechnete Widerstand von 1 mm der Funkenbahn in der Luft von Atmosphärendruck (6360 Q.-E.) gleich 100 gesetzt, so sind die Widerstände bei anderen Drucken und Gasen:

| Druck | Widerstand Luft | Widerstand Wasserstoff | Widerstand Kohlensäure |
|---|---|---|---|
| 760 | 100 | 84,1 | 68,8 |
| 500 | 62,3 | 64,4 | 50,9 |
| 250 | 42,6 | 45,1 | 33,5 |
| 100 | 23,6 | 22,5 | 24,3 |

Während also Luft von 760 mm Druck grösseren Widerstand besitzt, als Wasserstoff und Kohlensäure, werden diese Widerstände bei 100 mm Druck fast gleich.

Bei verschiedenen Stromintensitäten $I$ des inducirenden Stromes ist der Widerstand der Luft:

| Druck | $I = 17$ <br> $a$ | $I = 9$ <br> $b$ | $a/b$ |
|---|---|---|---|
| 760 | 12,67 | 14,87 | 0,85 |
| 500 | 7,90 | 11,76 | 0,67 |
| 250 | 5,44 | 7,88 | 0,69 |
| 100 | 3,00 | 4,43 | 0,68 |

Der Widerstand nimmt also mit gesteigerter Stromintensität ab, wie schon Koosen gefunden; wohl in Folge der Temperaturerhöhung.

**960** Diese Erscheinungen rühren davon her, dass wenn ein Funken zwischen den Elektroden übergegangen ist, die den Elektroden aus dem Innern des Inductoriums zuströmenden Elektricitätsmengen, welche sich in der Lichthülle ausgleichen, allmählich so viel von ihrer Spannung verlieren, dass die Entladung aufhört und der Rest der Elektricitäten sich rückwärts durch das Inductorium ausgleicht. Je nach der Stärke des ersten Funkens und dem Abstande der Elektroden kann die zwischen ihnen durchgehende Elektricitätsmenge, also die am Galvanometer gemessene Stromintensität des Inductionsstromes, hiernach eine verschiedene sein.

Zugleich wird durch die eingeschalteten Widerstände sowohl direct, als auch wegen der auf ihnen aufgehäuften freien Elektricität die Zuströmung der Elektricitäten aus dem Innern des Inductoriums zu den Funkenelektroden vermindert, wodurch namentlich bei längeren Funken schneller der Uebergang der Gasentladung unterbrochen wird [1]).

---

[1]) Koosen nimmt hierbei in der Lichthülle einen continuirlichen Uebergang der Elektricität, wie durch einen metallischen Leiter, nach dem Ohm'schen Gesetz an. Auch Oberbeck sieht einen Beweis darin, dass die Gase noch nach dem Beginn der Entladung dem Strome einen Widerstand darbieten.

961 Denselben Ursachen ist es zuzuschreiben, dass, wie Villari[1]) gefunden hat, bei wachsender Länge der Funken eines Inductoriums die an einem Galvanometer gemessene Intensität des inducirten Stromes zuerst nahe constant, dann umgekehrt proportional der Länge des Funkens ist und endlich schnell bis zu Null abnimmt. In der ersten Periode folgt den Funken fast die ganze in der Inductionsrolle aufgehäufte Elektricitätsmenge; dieselbe nimmt darauf erst langsam, dann schnell ab.

962 Wird durch die Einzelentladungen des Inductoriums den Elektroden eine so grosse Elektricitätsmenge zugeführt und folgen sie so schnell auf einander, dass zwischen zwei Entladungen der Entladungsraum nicht auf seinen früheren Zustand zurückgekehrt ist, also z. B. noch während der Entladung der aus dem Innern der Inductionsrolle kommenden Elektricitäten die Enden derselben durch einen neuen Inductionsstoss wiederum geladen werden, so findet ein continuirlicher Uebergang der Elektricitäten zwischen den Elektroden statt; glühende Materie der Elektroden geht dauernd zwischen ihnen über und es entsteht ein Lichtbogen. Wir wollen die Eigenschaften desselben in einem besonderen Capitel behandeln.

963 Unterbricht man nach Gaugain[2]) den Schliessungskreis der Inductionsrolle eines Ruhmkorff'schen Apparates an zwei Stellen, lässt an der einen die Inductionsfunken in der Luft, an der anderen zwischen zwei sehr dünnen, bis auf ihr Ende in Glasröhren eingeschmolzenen Platindrähten in Wasser, Alkohol, Olivenöl oder Luft überschlagen, so zeigt ein in den Inductionskreis eingefügtes Galvanometer immer stärkere Ablenkungen, wohl weil immer grössere Elektricitätsmengen in der Funkenentladung den zwischen den Drähten befindlichen Körper durchbrechen, ihn also nicht mehr im continuirlichen Strome durchfliessen und so sein Widerstand weniger in Betracht kommt. Diese Erklärung wird bestätigt, wenn man in den Schliessungskreis einer Säule eine Inductionsrolle, den menschlichen Körper und zwei einander in den verschiedenen Flüssigkeiten berührende Drähte einschaltet, und nun die Drähte in denselben von einander trennt. Die Erschütterung ist bei Wasser geringer als bei den anderen Flüssigkeiten und der Luft.

964 Durch einige Hülfsmittel ist man im Stande, die relative Lage der Funken und ihrer Lichthülle gegen einander abzuändern.

---

Wir haben schon §. 777 erwähnt, dass die Gasentladungen für sich den Strom in ganz anderer Weise fortführen, als metallische und elektrolytische Leiter; also der Begriff des Widerstandes bei ihnen ganz anders aufzufassen ist, als bei letzteren. Dasselbe gilt jedenfalls auch für die der ersten Funkenentladung des Inductoriums folgende Gasentladung in der Lichthülle.

[1]) Villari, Nuovo Cimento (6) 6, p. 123, 1879*; Mem. di Bologna (4) 1, p. 49*; Beibl. 4, p. 407*. — [2]) Gaugain, Compt. rend. 41, p. 407, 1855*.

Bedient man sich z. B. zweier parallel liegender, drahtförmiger Elek troden, *ac* und *bd* (Fig. 264), welche an den Enden zugespitzt sind, so geht zwischen diesen Enden die helle Funkenentladung vor sich, während die continuirliche Entladung durch die Licht hülle in dem Raume *abcd* stattfindet.

Fig. 264.

Bringt man ferner in die Nähe der beiden spitzen Elektroden *a* und *b* (Fig. 265), zwischen denen die Funken übergehen, einen schlecht leitenden Körper *c*, so vertheilt sich durch Influenz durch die in den Elektroden angehäuften Elektricitäten in ihm die Elektricität, und die helle Funkenentladung geht über seine Oberfläche hin. Die langsamere Entladung in der Lichthülle findet aber auf dem kürzesten Wege zwischen den Elektroden statt, da, wenn sie nach ihrer Bildung von einem continuirlichen Strome durchflossen ist, die Anziehung der neben einander liegenden Stromestheile bedingt, dass sie sich in jene Lage begiebt. Ihre eiförmige Gestalt ist dadurch bedingt, dass, wenn die Elektricitäten durch die spitzen Elektroden in die Gase eintreten, die leicht beweglichen Massen zuerst den Antrieb in der Richtung der Kraftlinien erhalten.

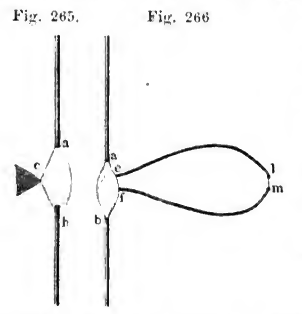


Fig. 265. Fig. 266

Bedient man sich bei diesem Versuch zweier Kugeln als Elektroden, denen man von der Seite her einen schlechten Leiter nähert, so gelingt es zuweilen, die Lichthülle völlig von den Funken zu trennen.

Bringt man in die Nähe des zwischen zwei Spitzen übergehenden Entladungsstromes statt des schlechten Leiters einen isolirten Leiter, z. B. ein Metallstück, so gehen auch zu diesem die Funken von beiden Elektroden über, während die Lichthülle unverändert zwischen denselben bleibt. — Ersetzt man das Metallstück durch zwei in die Nähe der Elektroden gebrachte Drähte *el* und *fm* (Fig. 266), deren Abstand *ef* grösser ist als *lm*, so werden auch jetzt die Funken von den Elektroden nach *e* und *f* abgelenkt und gehen zwischen *l* und *m* über, während die Lichthülle zwischen den Elektroden verweilt.

Nähert man dem Entladungsstrome eine mit der Erde verbundene Spitze, so biegen sich die Entladungsfunken selbst gegen letztere hin und ein abgezweigter Funken geht zu derselben. Die Lichthülle liegt aber wieder zwischen dem Funken und den Elektroden.

**965** Der erste, die Luftschicht an der Unterbrechungsstelle mechanisch durchbrechende Funken dauert nur äusserst kurze Zeit. Die Be-

wegungen der Elektroden selbst oder der Luft zwischen ihnen während seines Entstehens vermögen daher auf seinen Verlauf keinen wesentlichen Einfluss auszuüben. Wohl aber geschieht dies mit der Lichthülle, welche längere Zeit den Strom continuirlich leitet [1]).

Verbindet man daher die Enden der Inductionsrolle mit zwei Wasserstrahlen, welche aus zwei getrennten Gefässen parallel neben einander ausfliessen, so breitet sich die Lichthülle in der Richtung der Bewegung des Wassers von dem eigentlichen Funken an zwischen den Wasserstrahlen aus. Der Funken selbst ist hierbei ziemlich unscheinbar; er tritt aber stärker hervor, wenn man zwischen die Wasserstrahlen einen Platindraht hält.

Zwischen zwei neben einander in einer Ebene in entgegengesetztem Sinne rotirenden Kupferscheiben, welche mit den Enden der Inductionsrolle verbunden sind, wird gleichfalls die Lichthülle im Sinne der Bewegung der Scheiben gegen die Funken verschoben, während die letzteren an der Stelle ihres kürzesten Abstandes übergehen. — Verbindet man die Enden der Inductionsrolle mit zwei Metallspitzen, welche um eine, ihrer Verbindungslinie parallele Axe rotiren, so erscheint die Lichthülle gleichfalls in der Bewegungsrichtung gegen den Funken ausgebreitet und ist an ihrer vom Funken abgekehrten Seite durch einen concaven Bogen geschlossen. — Bei sehr schneller Rotation löst sich die Entladung in eine Reihe von Flächen auf, die mit dem Lichte der Lichthülle erfüllt und an ihrem äussersten Ende von mehreren, dem ersten Funken ähnlichen, aber viel dunkleren, den oscillirenden Entladungen entsprechenden Funken begrenzt sind.

Diese Erscheinung zeigt sich namentlich sehr gut, wenn die Luft verdünnt ist, in welcher die Funken übergehen.

Lässt man einen Inductionsfunken auf eine jodirte Silberplatte schlagen, welche mit einer gewissen Geschwindigkeit fortbewegt wird, so verzeichnet derselbe einen kleinen Punkt, welcher der hellleuchtenden Entladung entspricht. Dahinter bildet sich ein bläulicher Schweif, der die Wirkung der Lichthülle darstellt [2]). Man kann aus der Länge des Schweifes die Dauer der Entladung berechnen. — Lässt man die Funken auf einen bewegten Papierstreifen fallen, so entstehen auf demselben kleine Löcher, deren Lage anzeigt, dass die leuchtende Entladung durchaus nicht von der mit den bewegten Körpern fortgerissenen Luftmasse abgelenkt wird (vergl. §. 942).

**966** Vollständiger, als durch die erwähnten Hülfsmittel, geschieht die Trennung der beiden Theile der Inductionsfunken, wenn man von der Seite, sei es mit dem Munde, sei es mit einem Blasebalg, einen starken

---

[1]) Perrot, Archives des Sciences phys. et nat. Nouv. Sér. **7**, p. 334, 1860*; Ann. de Chim. et de Phys. [3] **61**, p. 200, 1861*. — [2]) Leroux, Compt. rend. **55**, p. 839, 1863*.

Luftstrom dagegen bläst. Der helle Funken bewahrt seine Lage zwischen den Elektroden fast unverändert; die Lichthülle wird aber in der Richtung des Luftstromes verschoben und erscheint einerseits von dem Funken begrenzt, andererseits ist sie je nach der Richtung des Luftstromes verschieden ausgefranzt [1]). Ein in den Schliessungskreis des Inductionsstromes eingeschaltetes Galvanometer zeigt hierbei eine Abnahme der Stromintensität an.

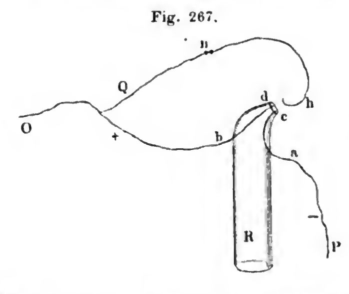
Bei starkem Blasen theilt sich auch der Funken und geht in einzelnen feinen Strahlen durch die abgelenkte Lichthülle [2]); wohl weil die von der letzteren durchflossene Luftschicht leichter durch den Funken zu durchbrechen ist, als die gewöhnliche Luft, und so die späteren Entladungen sich in ihr ihren Weg suchen.

Lässt man die Funken zwischen einer Kupferscheibe (von etwa 25 mm Durchmesser) als negativer Elektrode und einer positiven Spitze überschlagen, so bildet sich auf der Scheibe ein kleiner blauer Fleck. Bläst man durch ein Glasrohr schräg dagegen, so theilt er sich; ein weisser Fleck bleibt an der Stelle und von demselben aus zieht sich eine aus blauen Fünkchen bestehende Lichtlinie in radialer Richtung über den Rand der Scheibe hinaus, wo sie sich mit einem zum positiven Pol führenden röthlichen Lichtbündel vereint [3]).

**967** Bei gehöriger Einrichtung des Apparates gelingt es, die Lichthülle vollständig von dem Funken zu trennen [4]).

Man schmilzt in ein Glasrohr *R* (Fig. 267) zwei Platindrähte *ac* und *bd* ein, deren Enden in kleiner Entfernung an der Mündung des Rohres einander gegenüberstehen. Der Draht *ac* wird mit dem negativen Pol *P* des Inductionsapparates, *bd* mit dem positiven Pol *O* desselben verbunden, und von letzterem zugleich ein Draht *Qh* bis vor das Ende *c* des Drahtes *ac* geführt. Bei Erregung des Inductionsapparates bilden sich die Funken mit ihrer Lichthülle zwischen den Enden *c* und *d* der Platindrähte.

Fig. 267.




Wird durch das Glasrohr ein starker Luftstrom geblasen, so bleibt die Funkenentladung zwischen *d* und *c* bestehen. Die die Lichthülle bildende Materie wird aber mit dem Luftstrom gegen den Draht *Qh* hin

[1]) Du Moncel, Notice sur l'appareil d'induction, p. 26, 1855*; Compt. rend. **40**, p. 313, 1855*; Pogg. Ann. **95**, p. 175*. — [2]) Seguin, Ann. de Chim. et de Phys. [3] **69**, p. 102, 1863*. — [3]) Poggendorff, Pogg. Ann. **123**, p. 453, 1864, Anm.* — [4]) Perrot, l. c.; auch du Moncel, Recherches p. 39 u. flgde.*

fortgeführt und die continuirliche Entladung findet in der jetzt zwischen $c$ und $h$ sich lagernden Lichthülle und Draht $hQ$ statt. — Steht das Ende $h$ des Drahtes $Qh$ etwas seitlich von der Elektrode $c$, so kann, wenn der Luftstrom stark ist und vor der Elektrode vorbeigeht, die Lichthülle durch denselben über die Elektrode hinausgetrieben werden, sich dort in einzelnen Franzen ausbreiten und erst dann in einem Bogen zum Ende $h$ zurückkehren.

Wird bei diesem Versuch der Draht $Qh$ an einer Stelle unterbrochen, so zeigen sich daselbst allein Funken ohne Lichthülle, welche die negative Elektrode nicht umfassen, sondern an beiden Elektroden in gleicher Weise endigen.

Bildet man den Draht $Qh$ aus zwei Drähten $hn$ und $Qn$, welche bei $n$ einander gerade berühren, so geht daselbst die Elektricität unter Bildung einer schwachen Lichterscheinung über, welche die charakteristischen Unterschiede an der positiven und negativen Seite zeigt.

Schaltet man in den unverzweigten Theil $QOPa$ der Schliessung der Inductionsrolle, sowie in die Zweige $Qh$ und $Qb$ Voltameter ein, in denen Kupfervitriol zersetzt wird, so scheiden sich in den in den Zweigen $QOPa$ und $Qh$ befindlichen Voltametern fast gleiche Kupfermengen ab; das im Zweige $Qb$ befindliche dagegen zeigt kaum eine Abscheidung von Kupfer. Die Elektricitätsmengen, welche sich bei der Bildung des Funkens zwischen $c$ und $d$ zwar in grosser Dichtigkeit, aber in sehr kurzer Zeit im Zweige $dbQ$ ausgleichen, sind also verschwindend klein gegen die Mengen, welche nach dem Auftreten desselben langsamer in der zwischen $c$ und $h$ durch den Luftstrom fortgeblasenen Lichthülle im Zweige $Qh$ circuliren.

Wird umgekehrt $O$ mit dem negativen, $P$ mit dem positiven Pol des Inductionsapparates verbunden, so dass die Lichthülle zwischen der jetzt positiven Elektrode $c$ und dem negativen Ende $h$ des Zweiges $hQ$ übergeht, so findet dasselbe statt, nur ist die Menge der durch den Zweig $Qd$ und den Funken zwischen $d$ und $c$ übergegangenen Elektricitäten etwas bedeutender. So fand z. B. in diesem Falle Perrot die abgeschiedenen Kupfermengen in den Voltametern in den drei Zweigen $QOPa$, $Qh$ und $Qb$ bei einem Versuch resp. 0,0115, 0,009 und 0,0025 g. — Die analogen Erscheinungen zeigen sich, wenn auch undeutlicher, bei Einschaltung von Galvanometern in die drei Zweige.

Bringt man vor den beiden Elektroden $d$ und $c$, welche man in einem weiteren Rohre befestigt, einen ∩förmigen Draht $ef$ an, dessen Enden weiter von $d$ und $c$ abstehen als $d$ und $c$ selbst von einander, so bleibt beim Durchblasen der Luft durch das Rohr der Funkenstrom zwischen $d$ und $c$ bestehen; die continuirliche Entladung findet aber durch die jetzt gegen die Enden $e$ und $f$ des Drahtes $ef$ getriebenen Lichthüllen statt. — Auch durch die Einwirkung des Magnets kann man die Lichthülle vom Funken trennen. (Vergl. das Capitel Magnetisches Verhalten der Funkenentladung.)

### 7. Funkenentladung der galvanischen Säule.

968 Vermindert man den Querschnitt eines vom Strome einer Säule durchflossenen Leitungsdrahtes an einer Stelle mehr und mehr, so geräth er daselbst in immer lebhafteres Weissglühen, bis er zuletzt entweder schmilzt oder mit hellem Glanze verbrennt. Diese Verminderung des Querschnittes tritt ein, wenn man zwei mit den Polen der Säule verbundene Leitungsdrähte mit ihren Enden an einander presst und sie dann von einander entfernt [1]). Im Moment der Trennung entsteht daher ein Funken, namentlich wenn die Leitungsdrähte in Spitzen endigen, welchem event. noch weitere Elektricitätsmengen folgen können. Dieser Funken ist zuerst von Nicholson [2]) beobachtet. Er hat bei Leitungsdrähten von verschiedenem Stoffe ein verschiedenes Aussehen; bei Kupferdrähten ist er grünlich, bei Zinkdrähten gross und bläulich, bei Eisendrähten kleiner und sprühend [3]). Besonders lebhaft ist er, wenn man die Leitungsdrähte der Säule in Quecksilber taucht und den einen derselben heraus zieht.

Auch unter der Glocke der Luftpumpe entstehen die Funken [4]), nur zeigen sie dann nicht zugleich die durch die Verbrennung der Elektroden erzeugten Phänomene [5]), bei Eisendraht sind sie z. B. nicht mehr von Strahlen umgeben u. s. f.

969 Um bei sehr schwachen Strömen die Bildung eines Funkens nachzuweisen, hängt man an den einen Poldraht ein Goldblatt, berührt damit den zweiten Poldraht und reisst es dann wieder ab [6]). — Oder man fügt in den Stromkreis eine Spirale von mit Seide übersponnenem Draht ein, welche im Inneren ein Bündel von Eisendraht enthält. Dann wird der Funken beim Oeffnen des Kreises durch den dabei hervorgebrachten Inductionsstrom verstärkt.

Mit Sicherheit lässt sich auf diese Weise selbst bei sehr schwachen Strömen der beim Oeffnen der Schliessung entstehende Oeffnungsfunken nachweisen. Dagegen ist es in vielen Fällen nicht gelungen, auch beim Schliessen der Kette einen Funken zu erhalten. Die meisten älteren Beobachtungen, welche die Existenz des Schliessungsfunkens nachweisen sollten [7]), können dadurch erklärt werden, dass durch zitternde Bewegungen der an einander gebrachten Stromesleiter ein abwechselndes Schliessen und Oeffnen stattfindet und dann Oeffnungsfunken entstehen.

---

[1]) Richtige Erklärung von Oersted, Schweig. Journ. 26, p. 211, 1816*. — [2]) Nicholson, Nichols. Journ. 4, p. 179; Gilb. Ann. 6, p. 358, 1800*. — [3]) Böckmann, Gilb. Ann. 7, p. 259, 1801*. — [4]) Pfaff, Gilb. Ann. 7, p. 248 und 514, 1801*. — [5]) Simon, Gilb. Ann. 9, p. 393, 1801*. — [6]) Bourguet, Gilb. Ann. 7, p. 485, 1801*. — [7]) Böckmann, Gilb. Ann. 8, p. 146*; Ritter, ibid. p. 472*.

Dass bei gewöhnlichen Säulen ein Schliessungsfunken nicht leicht zu erhalten ist, hat Jacobi [1]) nachgewiesen. Als er die Elektroden einer aus 12 Platin-Zinkelementen bestehenden Säule durch Mikrometerschrauben bis auf 0,00005 englische Zoll einander näherte, konnte er noch keinen Funken beobachten. Auch Draper [2]) nahm keinen Funken wahr, als er in die Kuppe des Glasrohres eines Barometers einen mit dem einen Pol einer Säule verbundenen spitzen Eisendraht einschmolz und durch langsames Einsenken des Barometerrohres in das Quecksilbergefäss allmählich das mit dem anderen Pol verbundene Quecksilber im Vacuo bis an die Spitze des Eisendrahtes ansteigen liess.

Der Grund, weshalb bei den gewöhnlichen Ketten und Säulen kein Schliessungsfunken zu beobachten ist, liegt in der sehr geringen Dichtigkeit, in welcher sich vor der Schliessung die freie Elektricität an den Enden der Leiter anhäuft. Vermehrt man diese Dichtigkeit durch Vermehrung der Anzahl der Elemente, so können auch vor der völligen Schliessung Funken überspringen. In dieser Art hat Crosse [3]) mit einer Kupfer-Zink-Wassersäule von 1626 Elementen, Gassiot [4]) mittelst einer gleichen Säule von 3520 Elementen schon bei einem Abstande von 0,01 bis 0,02 Zoll zwischen den Elektroden eine continuirliche Reihe von Funken erhalten. — Die Säule von Hittorf [5]) von 400 Chromsäureelementen giebt bei einem Abstande von 0,056 mm, von 300 Elementen bei 0,035 bis 0,043 mm, von 20 Elementen bei 0,0028 mm Abstand der Elektroden, gleichviel, welche die stärker gekrümmte, eine Platte oder eine Spitze ist, einen Schliessungsfunken. Sind die Elektroden 3 bis 4 mm dicke Platindrähte, so erscheint zuerst eine Glimmentladung, der bald eine Bogenentladung folgt.

**970** Ueber diese Funkenbildung durch die galvanische Säule haben namentlich Warren de la Rue und Hugo Müller [6]) mit Säulen aus Chlorsilberelementen, deren Zahl bis zu 8040 gesteigert wurde, Versuche angestellt. Hierbei bedeckt sich schon lange vor dem Funkenübergang zwischen einer negativen Spitze von 30° Kegelöffnung und einer flachen Elektrode von 1,1 Zoll Durchmesser bei Entfernungen unter 1,073 Zoll die Spitze mit einer paraboloidischen Hülle, die Platte in der Mitte mit einem rothen Scheine, ganz analog, wie ich dies schon mit dem Strome der Elektrisirmaschine beobachtet hatte (§. 537). Selbst noch bis zu einem Abstande von 13 bis 15 cm der Elektroden kann man an einer in die Schliessung eingeschalteten Entladungsröhre einen Uebergang von Elektricität erkennen.

---

[1]) Jacobi, Pogg. Ann. **44**, p. 633, 1838*. — [2]) Draper, Phil. Mag. [3] **15**, p. 349, 1839*; Pogg. Ann. **49**, p. 32*. — [3]) Crosse, Phil. Mag. **17**, p. 215, 1840*. — [4]) Gassiot, ibid. **25**, p. 290, 1844*. — [5]) Hittorf, Pogg. Ann. Jubelband, p. 440, 1874*. — [6]) Warren de la Rue u. Hugo Müller, Compt. rend. **81**, p. 686, 746, 1875*; Pogg. Ann. **157**, p. 294, 1876*; Proceed. Roy. Soc. **24**, p. 167, 1876*; Phil. Trans. **169** [1], p. 55, 1877*; Beibl. **1**, p. 569, 692*.

Diese dem Funken vorangehende fortführende Entladung ist zischend und kalt und dauert zuweilen mehrere Minuten, ehe der Funken überschlägt. Sie besteht aus mehreren um einander gewundenen Streifen an der positiven, einem breiten Büschel an der negativen Elektrode, welches sich im rotirenden Spiegel in einzelne Entladungen auflöst. An der negativen Elektrode liegen dieselben viel näher an einander.

971 Wird durch ein Galvanometer die Intensität des Stromes zwischen einer positiven paraboloidischen Spitze und einer Platte bei verschiedenen Abständen bestimmt, ohne dass ein Funken übergeht, so wird das Potential an den Polen der Batterie von 8040 Elementen bei 0.36 Zoll Abstand nur um $^1/_{4600}$ vermindert; die durch die fortführende Entladung vor der Funkenentladung übergehende Elektricitätsmenge ist also relativ sehr klein [1]).

Werden die Elektroden einander genähert, so springen Funken über. Auch kann der diruptive Funkenübergang bei etwas grösserem Abstande durch das Ueberschlagen eines stärkeren Funkens einer Leydener Flasche zwischen den Elektroden eingeleitet werden (siehe schon §. 626).

Die Funken sind der Reihe nach kürzer in Wasserstoff, Stickstoff, Luft, Sauerstoff, Kohlensäure. Ist die Spitze positiv, so erscheint die Entladung im rotirenden Spiegel aus einzelnen Bildern zusammengesetzt; ist sie negativ, so lassen sich dieselben nicht trennen.

972 Wird auf die 11,4 qcm grosse Platte ein trockenes, dieselbe gerade bedeckendes Stück Löschpapier gelegt, so adhärirt es bei der Entladung stärker, wenn die gegenüberstehende Spitze negativ ist. Um es in diesem Falle fortzuziehen, sind 2933 g, im umgekehrten nur 1233 g erforderlich. Dieselben Kräfte wären hierzu nöthig, wenn ohne elektrischen Einfluss das Papier resp. mit 8403,8 und 3468,6 g belastet wäre.

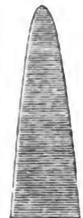
Sind die Elektroden kugelförmig oder eben, so beobachtet man weder die Anziehung des Papiers, noch leuchtende Entladungen vor der eigentlichen Funkenentladung [2]).

973 Zwischen einer Spitze und Platte ist bei $n = 5000$ bis 8000 Elementen die Schlagweite $l$ grösser, wenn die Spitze positiv ist, bei 1000 bis 3000 Elementen, wenn sie negativ ist ($n = 8040$, Spitze positiv

[1]) Vergl. auch Hittorf, Wied. Ann. 7, p. 553, 1879*. Hittorf leitet hieraus einen grossen Widerstand der fortführenden Entladung ab; ebensowohl kann aber auch die Elektricität dabei nur zum kleineren Theil von Elektrode zu Elektrode gelangen, zum grösseren sich durch die in der Luft befindlichen leitenden Theile zerstreuen. — [2]) Warren de la Rue und Hugo Müller, Compt. rend. 85, p. 791, 1877*; Phil. Trans. 169, pt. 1, 1877 (Nr. 1 und 2); 171, pt. 1 (Nr. 3); Proc. Roy. Soc. 26, p. 227, 1877*, 29, p. 65, 231, 1879*; Beibl. 1, p. 523, 569, 692*; 4, p. 485.

$l = 0{,}343$, Spitze negativ 0,190; $n = 1080$, Spitze positiv $l = 0{,}0037$, Spitze negativ 0,0067). Je grösser die Zuspitzung der Spitze ist, desto kleiner ist auch hier die Schlagweite, indess ist das Verhältniss bei verschiedenen Elementenzahlen nahe dasselbe.

Fig. 268.



Die längsten Funken werden erhalten, wenn die positive, der Platte gegenübergestellte Spitze die Form des anbei gezeichneten Paraboloids annimmt (Fig. 268). Für 8040 Elemente (8281 Volts) beträgt die mittlere Funkenlänge 0,34 bis 0,35 Zoll.

Die Curven, Fig. 269, stellen die Schlagweiten zwischen verschiedenen Elektroden, zweien sphärischen Flächen von 1,5 Zoll Durchmesser und 3 Zoll Krümmungsradius oder einem Cylinder von 2,5 Zoll Länge und 0,4895 Zoll innerem Durchmesser und einem conaxialen, welcher bei verschiedenen Potentialen so weit abgedreht wurde, dass gerade ein Funken überging, oder einer (positiv geladenen) paraboloidischen Spitze und einer

Fig. 269.

Platte von 1,5 cm Durchmesser oder zwei Spitzen in Zollen bei verschiedenen Elementenzahlen *n* dar.

Die elektromotorische Kraft eines Chlorsilberelementes ist dabei gleich 1,03 Volts.

Zwischen den Kugelflächen, Platten und Cylindern steigt also die Schlagweite nahezu proportional der Potentialdifferenz der Elektroden oder richtiger nach einer sehr schwach gekrümmten hyperbolischen Curve, so dass, um die Funkenlänge um ein Bestimmtes zu vergrössern, bei kleinen Funkenstrecken es eines grösseren Zuwachses des Potentials bedarf, als bei grösseren. Bei grösseren Abständen wird der Zuwachs nahe constant. Zwischen Spitze und Platte und zwei Spitzen wächst die Schlagweite nahe proportional dem Quadrat der Potentialdifferenz.

Hierbei ist zu beachten, dass in letzteren Fällen die Entladung mit wachsendem Potential von einer kleineren Stelle der Elektroden ausgeht.

Bei Verbindung mit einem Condensator wird bei den sphärisch gekrümmten Elektroden die Funkenlänge nicht geändert, zwischen einer positiven Spitze und negativen Platte vermindert (z. B. im Verhältniss von 34 : 27).

**974** Nach neueren Versuchen[1]) steigt die Schlagweite *l* mit wachsender elektromotorischer Kraft *E* in Volts wie folgt:

Zwei Platten:

| $E$ | 1000 | 2000 | 6000 | 9000 | 12000 | 15450 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $10^4 l$ | 205 | 660 | 1473 | 2495 | 3566 | 5029 cm |

Eine parabolische Spitze und eine Platte:

| $10^4 l$ | 123 | 1379 | 5631 | 9709 | 13058 | 16600 cm |
|---|---|---|---|---|---|---|

Zwei parabolische Spitzen:

| $10^4 l$ | 173 | 1282 | 6845 | 11602 | 15243 | 18500 cm |
|---|---|---|---|---|---|---|

Bei den Platten ist die Curve der Schlagweiten für die elektromotorischen Kräfte als Abscissen continuirlich schwach convex gegen die Abscissenaxe, steigt also etwas schneller an, als eine Gerade, für die anderen Fälle steigt sie zunehmend schneller und ist convex, dann aber wendet sie sich und ist gegen die Abscissenaxe concav. In den drei Fällen ist die Differenz der Potentiale pro Centimeter des Funkens von $E = 7000$ an etwa 38,890 bis 30,722; 9,945 bis 9,307; 8,239 bis 8,351.

Ist die Schlagweite zwischen zwei Platten gleich Eins, so ist dieselbe für:

---

[1]) Warren de la Rue und Hugo Müller, Proc. Roy. Soc. 36, p. 151. 1884*; Beibl. 8, p. 730*.

| $E$ | 1000 | 3000 | 6000 | 9000 | 12000 | 15000 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Spitze und Platte | 0,60 | 2,04 | 3,82 | 3,80 | 3,58 | 3,30 |
| Zwei Spitzen | 0,84 | 1,94 | 4,65 | 4,51 | 4,18 | 3,68 |

975 In verschiedenen Gasen ist die Schlagweite $s$ zwischen den zwei sphärischen Flächen und einer positiven Spitze und negativen Platte von 1,5 Zoll Durchmesser mit 8040 Elementen [1]):

| | Luft | Wasserstoff | Stickstoff | Sauerstoff | Kohlensäure |
|---|---|---|---|---|---|
| 2 sph. Flächen $10^3 s$ | 8,2 | 150 | — | 82 | 77 Zoll |
| Spitze u. Platte $10^3 s$ | 322 | 581 | 402 | 216 | 140 |

Mit Ausnahme des Aluminiums, welches als Elektrode eine 1,242 mal grössere Schlagweite giebt, als die übrigen Metalle, hat auch hier die Natur der letzteren auf dieselbe wenig Einfluss; ebenso ist sie auch hier der Reihe nach grösser in Kohlensäure, Luft, Stickstoff, Wasserstoff und steigt mit der Verdünnung nach dem Gesetze einer hyperbolischen Curve [2]).

976 Wie bei der gewöhnlichen Funkenbildung hat der Widerstand der Leitung zu den Elektroden, ebenso wie die Form der Elektroden, auf die Art der Entladung der galvanischen Säule einen Einfluss. Bei grösserem Widerstand tritt Glimmentladung ein, bei welcher die negative Elektrode (ein dünner Platindraht) stark glüht; bei geringeren Widerständen, namentlich auch bei zugespitzten Elektroden, eine discontinuirliche Büschelentladung, bei schwächer gekrümmten Elektroden, bei welchen sich je eine grössere Elektricitätsmenge entladet, zeigen sich Funken [3]).

977 Dieser Uebergang der einen Entladungsform in die andere zeigt sich auch bei dem folgenden Versuche von Warren de la Rue und H. Müller (l. c.).

Eine bis auf ihre zugespitzten Enden lackirte Sichel von Aluminiumdraht rotirt in einer Glasglocke, in welcher sie von einem mit dem negativen Pol verbundenen Metallreifen umgeben ist, sowohl wenn sie mit dem positiven Pol verbunden wird, als auch mit dem negativen. Zugleich leuchten die Enden. Bei geringeren Drucken, bis zu 9 mm herab, rotirt die Sichel nur mit positiver Ladung.

Ist die Stromstärke bei Drucken unter 70 mm zu gross, so hört die Rotation auf. — Dies dürfte meines Erachtens davon herrühren, dass dann eine continuirliche Entladung eintritt, indem der die Sichel umgebende Raum zwischen zwei Entladungen nicht wieder auf seinen ge-

---

[1]) Warren de la Rue und Hugo Müller, Phil. Trans. **169**. pt. 1, p. 96, 1879*. — [2]) Warren de la Rue und Hugo Müller, Proc. Roy. Soc. **29**, p. 281, 1879*. — [3]) Vergl. über diese Verhältnisse auch namentlich die Versuche von Hittorf mit einer Chromsäure-Tauchbatterie von 1600 Elementen (Wied. Ann. 7, p. 583, 1879*).

wöhnlichen Zustand zurückkehrt, und die Elektricitäten an den Sichelenden nicht zu einem genügend hohen Potential ansteigen.

In ähnlicher Weise rotirt eine kleine, aus vier je 45° gegen den Horizont geneigten Glimmerblättchen gebildete elektrische Mühle über einer mit dem positiven Pol der Säule verbundenen Spitze nicht mehr, wenn sich der ganze Raum mit Glimmlicht anfüllt, wohl aber bei Büschelentladungen.

978 Ist ein Funken zwischen den Elektroden einer Säule übergegangen und liefert sie die hierzu erforderlichen Elektricitäten in grosser Schnelligkeit, ist ferner ihr Widerstand relativ klein, so folgen dem ersten Funken sehr schnell andere; bei sehr schneller Ladung kann ein continuirlicher Funkenstrom übergehen, wobei die Bildung der folgenden Funken durch die von dem vorhergehenden verursachte und andauernde Erhitzung und Verdünnung der Luft, resp. ein Verweilen von Theilen der Elektroden in der Funkenbahn erleichtert wird. Ein solcher Strom, ein Lichtbogen entsteht in Folge dessen namentlich, wenn man erst die Elektroden zur Berührung bringt und darauf allmählich von einander entfernt. Indem sich dabei zuerst schon bei einer sehr geringen Ladung ein Funken bildet, welcher den Zwischenraum zwischen den Elektroden in der erwähnten Weise verändert, kann man die Elektroden allmählich bis zu einem bestimmten Abstand von einander entfernen, ohne dass der Lichtbogen erlischt.

Dabei erglüht im Gegensatz zu der Glimmentladung überwiegend die positive Elektrode.

Wir werden die Erscheinungen des Lichtbogens in einem besonderen Abschnitte behandeln.

Auch Seitenentladungen von der Oberfläche der Leiter kann man bei dem Durchgange der continuirlichen Ströme der Säule beobachten. Fliessen dieselben durch einen dünnen Platindraht, so enthält bald die ihn umgebende Luft Ozon, namentlich zur Seite des positiven Pols der Säule; zum Beweise für das Durchströmen von Elektricität durch die den Draht umgebende Luft [1]).

## 8. Magnetisches Verhalten der Funkenentladung.

979 Ein gewöhnlicher Funken der Elektrisirmaschine oder der Batterie wird von dem Magneten nicht beeinflusst, wohl aber die Lichthülle, welche ihn mehr oder weniger begleitet.

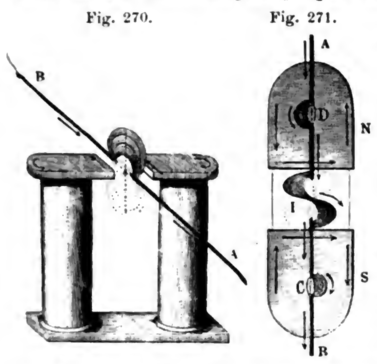
Diese Erscheinungen kann man am besten bei den Inductionsfunken studiren, da bei ihnen die letztere bedeutend entwickelt ist.

---

[1]) Van der Willigen, Pogg. Ann. 98, p. 511, 1856*.

Lässt man die bei grösseren Drucken aus dem hellen Metallfunken und der Lichthülle bestehende Entladung zwischen oder über den auf einen starken Elektromagnet gelegten Halbankern übergehen, so wird der helle Funken selbst in keiner Weise durch den Magnet aus seiner Bahn abgelenkt; wohl aber folgt die Lichthülle der Einwirkung desselben. Ihre Ablenkung ergiebt sich aus den früheren Betrachtungen. Fig. 270 bis 272 stellen die Gestalt dieser Lichthülle bei verschiedenen Lagen der Elektroden *A* und *B* gegen die Magnetpole dar. — Findet die Entladung in der äquatorialen Ebene statt, so lenken sich die Theile der Lichthülle nach der Seite ab, auf welcher die, die Magnetpole darstellenden und durch Pfeile angegebenen Molecularströme mit dem Strom in der Lichthülle gleich gerichtet sind. — Die Gestalt der die Lichthülle begrenzenden Curve bestimmt sich danach, dass alle von den Magnetpolen auf die einzelnen Elemente derselben wirkenden Kräfte auf ihnen senkrecht stehen und sie von innen nach aussen antreiben müssen. — Sie ist also z. B. bei äquatorialer Richtung des Funkenstromes nahezu ein Kreisbogen, wenn die Elektroden gleich weit von den conisch zugespitzten Magnetpolen liegen[1]).

Fig. 270. Fig. 271.




Während man bei Anwendung von Metallelektroden hierbei nur die Ablenkung der Lichthülle wahrnimmt, und durch dieselbe nur schwache Funken hindurchgehen, ist sie bei Anwendung von Elektroden von Holzkohle oder Gaskohle von hellen Streifen durchzogen, indem wahrscheinlich bei der Entladung einzelne Theilchen von den Elektroden losgerissen werden und als Stromesleiter gleichfalls der Einwirkung des Magnetes folgen. Ausserdem sieht man Linien von hellen Lichtpunkten, welche sich spiralig um die Pole lagern, durch welche also an den Elektroden die Entladung nicht in der Richtung der magnetischen Curven stattfindet (vergl. Fig. 273).

Findet die Entladung der Inductionsfunken in axialer Richtung zwischen den Magnetpolen statt, Fig. 271, so wird auf die, vom Strome durchflossenen Theile der Lichthülle von beiden Polen ein entgegengesetzter rotatorischer Antrieb, gerade wie auf einen zwischen ihnen liegenden Draht, ausgeübt. Die jedem Pol zunächst liegenden Theile

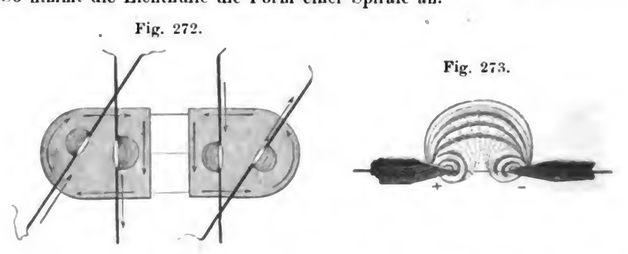
---

[1]) Du Moncel, Recherches sur l'étincelle d'induction, p. 47* u. flgde.; auch Plücker, Pogg. Ann. **113**, p. 249, 1861*.

werden durch den überwiegenden Einfluss desselben abgelenkt; die Theile in der Mitte bleiben in Ruhe, da sich die Wirkungen daselbst aufheben. So nimmt die Lichthülle die Form einer Spirale an.

Fig. 272.

Fig. 273.



Die durch ein Galvanometer gemessene Intensität des Inductionsstromes nimmt bei der Einwirkung des Magnetes auf die Lichthülle mit ihrer Verlängerung ab [1]).

## 9. Thermische und mechanische Wirkungen des Funkens. Arbeitsleistung dabei.

980 Durch die Entladungsfunken wird sowohl in ihrer Bahn und an ihren Elektroden eine bedeutende Wärmemenge erzeugt, als auch eine mechanische Wirkung hervorgerufen, indem die auf ihrem Wege befindlichen Körper erhitzt, zerstäubt und zerrissen werden.

Wir betrachten zuerst die Wärmewirkung.

Leitet man die Funken über die Kugel eines Luftthermometers, so wird dasselbe sehr wenig erwärmt [2]).

Auch die Büschelentladung kann Wärme hervorbringen, wie man nachweisen kann, wenn man sie über ein mit Jodlösung in Schwefelkohlenstoff gefülltes Thermometer hinübergehen lässt. — Ist eine 50 mm grosse Metallkugel mit der Elektrisirmaschine, eine 28 mm grosse mit der Erde verbunden, so ist die Erwärmung grösser, wenn das Büschel von der positiven Elektrode ausgeht. Besteht die negative Elektrode aus einer Spitze, so kühlt sich im Gegentheil die Luft ab [3]).

981 Die Funken selbst als Ganzes in der Luft erwärmen ein Thermometer, welches in ihren Strom hineingehalten wird, je nach der Natur der Elektroden, zwischen denen sie überspringen, verschieden stark.

---

[1]) Vergleiche auch Spottiswoode, Nature, 25, p. 539, 1882*; Beibl. 6, p. 814*. — [2]) Placidus Heinrich, Die Phosphorescenz der Körper, 1. Abh., p. 98, 1820*. Singer, Elemente der Elektricität und Elektrochemie, deutsch, p. 112, 1819* — [3]) Provenzali, Mondes [2] 28, p. 24, 1872*.

So fand z. B. Poggendorff[1]) die Temperaturerhöhung des Thermometers durch Inductionsfunken bei Elektroden von:

| Platin | Blei | Zinn | Antimon | Zink | Wismuth |
|---|---|---|---|---|---|
| 18,5° C. | 30,5 | 33 | 34,25 | 35 | 37 |

Unter den übrigen Metallen geben Elektroden von Kupfer, Eisen, Silber einen etwas heisseren, von Graphit einen etwas kälteren Funkenstrom als Platin. Mit der geringeren Cohärenz und grösseren Schmelzbarkeit und Flüchtigkeit der Metalle scheint also die Temperatur der Funken zu steigen.

Bestehen beide Elektroden aus verschiedenem Metall, so ist die Temperatur der Funken am höchsten, wenn das Metall der negativen Elektrode das flüchtigere und schmelzbarere ist. So stieg die Temperatur des in den Funkenstrom gehaltenen Thermometers bei

| — Elektrode: | Platin | Platin | Zinn | Platin | Wismuth |
|---|---|---|---|---|---|
| + Elektrode: | Platin | Zinn | Platin | Wismuth | Platin |
| Temperatur-erhöhung | 18,5° | 23,5 | 31 | 18,5 | 30 |

Ist man, wie bei den Entladungen des Inductoriums, im Stande, die metallische Funkenentladung von der Entladung durch die Lichthülle zu trennen, so ist zwar die metallische Materie auf einen sehr hohen Grad des Glühens erhitzt, indess ist die in derselben entwickelte Wärmemenge im Verhältniss zu der Wärme, welche in der Lichthülle erzeugt wird, verhältnissmässig klein. — Trennt man daher durch Blasen die letztere von dem eigentlichen Funken, und senkt einen Papierstreif oder den Docht einer Weingeistlampe hinein, so wird er in der Lichthülle entzündet, im Funken nicht[2]). 982

Je länger unter sonst gleichen Umständen, bei gleicher inducirender Rolle und Unterbrechung und bei gleicher Kette, die Inductionsrolle ist, desto mehr wird die Entladung verzögert, desto bedeutender wird nach der ersten Entladung die Lichthülle entwickelt, und desto höher steigt die Temperatur eines in den Funkenstrom eingesenkten Thermometers. Mit zunehmender Verdünnung der Luft nimmt dieser Einfluss der Länge der Inductionsrolle ab, da dann überhaupt ein grösserer Theil der Entladung an der Bildung der Lichthülle theilnimmt. — Bei Einschaltung einer Leydener Flasche in den Inductionskreis nimmt aus dem entgegengesetzten Grunde die Erwärmung ab[3]).

Aus der von einem Funken gelieferten Wärmemenge und seinem ungefähr zu schätzenden Volumen leitet Dewar[4]) ab, dass die Temperatur desselben zwischen 1000° und 15000° C. liegt. 983

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. 94, p. 632, 1855*. — [2]) Perrot, Archives d. Sc. phys. et nat. Nouv. Sér. 6, p. 65, 1859*. — [3]) Poggendorff, Monatsber. d. Berl. Akad. 7. März 1861*. — [4]) Dewar, Proc. Roy. Soc. Edinb. 7, p. 699, 1872*. Rollmann, Pogg. Ann. 134, p. 605, 1868*.

In Folge dieser hohen Temperatur können die Funken Körper, welche sich auf ihrem Wege befinden, schmelzen.

Entladet man eine grössere Leydener Batterie (zwei grössere Flaschen) durch ganz trockene, in einem etwa 85 mm tiefen und 55 mm weiten Glase enthaltene Schwefelblumen, so kann man Schwefelröhren von 6 bis 8 cm Länge erhalten, die den Blitzröhren entsprechen, welche sich zuweilen beim Einschlagen des Blitzes in Sandboden durch das Zusammensintern der Kieselsäure bilden [1]).

984 Messende Versuche über die Wärmeerzeugung in den Funken der Batterieentladung hat Paalzow [2]) angestellt, indem er dieselben zwischen vorn halbkugelförmig abgerundeten Messingcylindern von 2,6 mm Dicke in verschiedenen Abständen $l$ vor einer mit einem Galvanometer verbundenen Thermosäule überschlagen liess, so dass auf letztere selbst keine Funken übergingen. Bei verschiedenen Anzahlen $z$ der Flaschen der Batterie und gleicher Schlagweite $l$, sowie bei umgekehrtem Verhältniss wuchs die Wärme der Funken mit wachsender Elektricitätsmenge und zunehmender Dichtigkeit derselben. So war z. B. der Ausschlag $A$ des Galvanometers in Graden:

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $l = 2$ mm | $z = 1$ | 2 | 3 | 4 | 8 | 12 |
| | $A = 4,4$ | 5 | 7 | 14 | 30 | 45 |
| $z = 4$ | $l = 1$ | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 mm |
| | $A = 5,5$ | 12 | 23 | 30 | 40 | 43 |

Bei Einschaltung immer grösserer Längen $L$ von Neusilberdraht nahm die Wärme $W$ des Funkens ab ($L = 0$ bis 16 m, $W = 55$ bis 1); bei Einschaltung einer Glasröhre voll Wasser aber erst ab und dann zu ($L = 0$, $A = 55$, $L = 1$ bis 32 Zoll, $W = 7$ bis 47).

Wurde statt der Funkenbahn ein dicker Kupferdraht vor der Thermosäule in den Entladungskreis eingeschaltet, so schlug die Nadel des Galvanometers nicht aus, so dass also die Versuche von etwaigen, in dem Schliessungskreise der Thermosäule inducirten Strömen unabhängig sind.

Hierbei haben die in gewissen Fällen eintretenden Oscillationen der Entladung einen wesentlichen Einfluss.

985 Die Gesammtwärme der Luft und der Elektroden beim Uebergange eines Inductionsfunkens hat auch Naccari [3]) gemessen. In eine dünnwandige Glaskugel mit zwei kleinen Tubulis wurden zwei 3 mm dicke Kupferdrähte eingesetzt, deren sehr ebene Endflächen 7,8 mm von einander entfernt waren. Die Kugel wurde in ein Calorimeter voll (75 ccm) Wasser eingeführt, durch welches die Kupferdrähte isolirt hin-

[1]) Die Entzündung von festen Körpern und Gasgemischen u. s. f. wollen wir des Zusammenhanges wegen bei den chemischen Wirkungen des Funkens betrachten. — [2]) Paalzow, Pogg. Ann. 127, p. 126, 1865*. — [3]) Naccari, Atti di Torino, 17, 26. Febr. 1882, Beibl. 6, p. 599*.

durchgingen. Mit wachsender Stromintensität nahm cet. par. die so bestimmte Gesammtwärme des Funkens, also die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden, ab. Ein in die Schliessung eingefügter Condensator reducirte die in gleicher Weise gemessene mittlere Potentialdifferenz der Elektroden, um so weniger, je grösser seine Capacität war. Diese von der Erwärmung abgeleitete Potentialdifferenz ist sehr viel kleiner, als die von W. Thomson u. A. (vergl. §. 584 u. flgde.) bei Beginn der Entladung constatirte.

986 Die Temperatur der Funken an beiden Elektroden ist verschieden. Sie sind z. B. bei Anwendung einer Holtz'schen Maschine bei Auftreten einer Büschelentladung am positiven Pol heisser. Die durch eingesenkte Thermometer beobachtete Temperaturdifferenz an den Elektroden ist um so grösser, je schwächer die Krümmungsradien derselben (z. B. bei grösseren Kugeln und stumpferen Kegeln) und je flüchtiger das Metall der Elektroden ist (z. B. bei Wismuth, Zinn, Zink grösser als bei Kupfer und Eisen). Verbindet man die Elektroden mit grösseren Conductoren, resp. den Belegungen einer Batterie und verwandelt dadurch die Büschelentladung in eine Funkenentladung, so ist dann die Erwärmung im Ganzen genommen eine geringere, dagegen ist die Temperaturdifferenz an den Elektroden grösser, als bei der Büschelentladung, und zugleich kehrt sich die polare Temperaturdifferenz um, indem nun die Erwärmung am negativen Pol grösser ist als am positiven. — Verbindet man einen grösseren Conductor nur mit der einen Elektrode, so erwärmt sich jedesmal das Thermometer an der anderen stärker. Dasselbe geschieht bei Ableitung der einen oder anderen Elektrode zum Erdboden. Namentlich sinkt hierbei die Temperatur an der positiven Elektrode bei Ableitung zum Erdboden und wird der an der negativen fast gleich; bei Ableitung des negativen Pols sinkt die Temperatur an der positiven Elektrode weniger und bleibt stets höher als an der negativen.

Stellt man auf zwei Stativen zwei linsenförmige Elektroden von 10 Zoll Durchmesser und 3/4 Zoll Dicke mit ihren Flächen einander gegenüber, so geschieht bei weiter Entfernung derselben die Entladung in Büschelform, bei grosser Annäherung in Form von Funken. Bringt man dann zwischen sie Thermometer, über die die Entladung hinweggeht, so wird im ersten Falle das Thermometer an der positiven Elektrode, im zweiten an der negativen stärker erwärmt [1]).

987 Die Erwärmung der Elektroden, zwischen denen die Entladung übergeht, ist gleichfalls verschieden. Dabei zeigen sich, je nach den Verhältnissen, wesentliche Unterschiede, welche darauf zurückzuführen

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. **132**, p. 107, 1867*; Monatsber. der Berl. Akad. 16. Mai 1867*.

sein dürften, ob die Entladung überwiegend durch das Gas oder durch fortgeführte Metalltheile vermittelt wird.

Im ersten Falle ist die **negative** Elektrode die heissere. Näherte z. B. Despretz [1]) den Kugeln eines elektrischen Eies ein Thermometer, so erwies sich die mit violettem Licht bedeckte als die wärmere. — Wendet man als Elektroden für den Inductionsfunken zwei dünne Platindrähte an, so erglüht der negative an seiner Spitze, während der positive dunkel bleibt [2]). — Bedient man sich zweier dünner Eisendrähte als Elektroden, so schmilzt und verbrennt der als negative Elektrode dienende Draht.

Stellt man zwei sehr dünne Platindrähte von $^1/_{38}$ mm Durchmesser mit ihren Spitzen einander gegenüber, schlingt den einen, als negative Elektrode dienenden um die Kugel eines Thermometers und lässt den Funkenstrom eines Inductoriums zwischen den Drähten übergehen, so erglüht bei gewöhnlichem Luftdruck nur die Spitze des negativen Drahtes und nur sie ist mit blauem Glimmlicht bedeckt. Das Thermometer steigt kaum. Bei Verdünnung der Luft vermindert sich die Temperatur der Spitze und die Lichthülle breitet sich aus. Sobald sie den das Thermometer bedeckenden Theil des Drahtes erreicht, steigt dasselbe schnell. Bei weiterer Verdünnung weicht das Glimmlicht immer mehr vom Ende des Drahtes zurück, und zugleich sinkt die Temperatur des Thermometers wieder, wenn die Lichthülle den dasselbe bedeckenden Theil des Drahtes verlässt. Also auch hier ist die Temperaturerhöhung an die Bildung der Lichthülle geknüpft. Je länger die Inductionsrolle unter sonst gleichen Umständen ist, desto stärker ist die Erwärmung des Thermometers [3]).

Der Unterschied der Erwärmung der Elektroden zeigt sich nur, wenn sie sich in einem weiteren Raume befinden. In einem engen Capillarrohre, wo die Lichthülle sich nicht ausbildet, ist er nicht bemerkbar.

988 Lässt man die Funken der Influenzmaschine oder Inductionsfunken zwischen zwei hohlen Metallkugeln oder Cylindern überschlagen, welche mit irgend einer Flüssigkeit, Wasser oder Petroleum, gefüllt sind, in die Thermometer eingesenkt oder auf welche Thermometerröhren aufgesetzt sind, so dass sie selbst als Thermometer dienen, oder die mit Luft gefüllt und durch eine etwas Alkohol als Index enthaltende Uförmige Glasröhre verbunden sind, so erwärmt sich nach Naccari [4]) ebenfalls die negative Elektrode mehr als die positive. Bei Anwendung von Inductionsströmen muss man dabei die Schliessung noch zur Vermeidung alternirender Entladungen durch eine zweite kurze Funkenstrecke unterbrechen.

---

[1]) Despretz, Compt. rend. **37**, p. 369, 1853*. — [2]) Gassiot, Phil. Mag. [4] **7**, p. 97, 1854*. — [3]) Poggendorff, l. c. — [4]) Naccari, Atti del R. Ist. Venet. [5], **7**, p. 1362, 1881*; Beibl. **6**, p. 132*; Atti di Torino, **17**, 26. Febr. 1882*; Beibl. **6**, p. 599*. Naccari und Guglielmo, Atti di Torino, **19**, 19. März 1884*; Beibl. **8**, p. 401, 729*.

Ist der Abstand der Elektroden nicht nahe der Grenze, bei der die Funken eines Inductoriums nicht mehr überspringen, so ist die Erwärmung jeder Elektrode der übergehenden Elektricitätsmenge proportional. Die Natur der Metalle der Elektroden hat auf die Erwärmung keinen merklichen Einfluss. Mit wachsender Entfernung der Elektroden scheinen bei gleicher Stromstärke die Erwärmungen einer jeden derselben bis zu einem Maximum anzuwachsen und dann abzunehmen, das Verhältniss der Erwärmungen nähert sich dabei allmählich der Einheit.

Das Verhältniss des Ansteigens des Alkohols $n:p$ an der negativen und positiven Elektrode schwankt zwischen den Drucken 760 und 10 mm nur von 2 bis 5; bei niederen Drucken ändert es sich stärker; es wächst langsam bis zum Druck von 5 mm, dann schneller bis zum Druck von 1,2 mm, sehr schnell bis 0,27 mm Druck, wo es ungefähr den Werth 27 erreicht, und sinkt dann äusserst schnell, um bei sehr niederen Drucken den Werth Eins zu erreichen.

Die Erwärmung der positiven Elektrode sinkt vom Druck 2,87 mm langsam bis zum Druck 0,02 mm, dann wächst sie schnell. Die Erwärmung der negativen Elektrode wächst schon, wenn auch langsam, bei Verminderung des Druckes von 2,87 bis 0,2 mm, und dann ebenfalls schnell [1]).

Bei höheren Drucken und näher stehenden Elektroden sinkt die Erwärmung beider Elektroden bei Verminderung des Druckes von 750 auf 9 mm und die Erwärmung der negativen Elektrode steigt vom Druck von 9 mm an.

Das Verhältniss $n/p$ der Erwärmungen der negativen und positiven Elektrode ist bei verschiedener Gestalt derselben:

| | | |
|---|---|---|
| Kugeln . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . | 3 | |
| Spitzen von Kegeln, Winkel 46,5° . . . . . . . . . . | 5,2 | |
| Spitzen von Kegeln, Winkel I 46,5° u. II 91° . . . . | a 6,62 | b 2,56 |
| Spitzen von Kegeln, Winkel I 46,5° u. II ebene Platte | a 5,43 | b 2,16 |

a und b bezeichnen die Verhältnisse der Erwärmungen der Elektroden I und II, je nachdem I oder II positiv ist.

Im Allgemeinen erwärmt sich der spitzere Kegel weniger als der stumpfere, was sich auch bei Einschaltung zweier Funkenstrecken zwischen 46,5 und 91° haltenden Kegeln oder zweien Kegeln und zweien Kugeln in denselben Kreis ergiebt. Das Verhältniss ist grösser, wenn die Kegel positiv sind.

Steht dieselbe Spitze von 46,5° einmal einer Spitze von 91° und dann einer Ebene gegenüber, so ist ihre Erwärmung um so grösser, je kleiner die der anderen Elektrode ist.

Mit wachsendem Abstande $d$ wächst die Erwärmung einer Elektrode anfangs und nimmt dann ab; das Verhältniss $n/p$ wächst ebenfalls erst bis zu einem Maximum ($d = 2$ bis 5 mm) und nimmt dann ab.

---

[1]) Vergl. Eilh. Wiedemann, Wied. Ann. 10, p. 226, 1880*.

Wird eine Wasserfläche gegenüber einem Kupferdraht als Elektrode verwendet, so treten dieselben Verhältnisse ein, wie bei einer ebenen Metallplatte, auch ist das Verhältniss $n/p$ nahe dasselbe; die absolute Erwärmung des Wassers aber ist stärker als die einer Metallplatte. Bei Quecksilber ist die Erwärmung nahe die gleiche wie bei einer Metallplatte.

Bei den Funken der sogenannten Disjunctionsströme ergiebt sich dasselbe. Ebenso erwärmt sich die Kathode der Funken der Influenzmaschine stärker als die Anode, wenigstens falls dieselben nicht länger als 40 mm sind; indess ist das Verhältniss kleiner als bei dem Inductionsfunken.

Werden die Elektroden mit den Belegungen eines Condensators verbunden, so nimmt (bei Inductionsfunken) das Verhältniss der Erwärmungen der beiden Elektroden mit wachsender Capacität des Condensators bis zu Eins zu. Die Gesammtwärme in beiden Elektroden nimmt erst zu und dann wieder ab[1]).

**989** Um diese Verhältnisse in verschiedenen Gasen zu untersuchen, unterbricht Reitlinger[2]) einen Inductionskreis an zwei Stellen, befestigt daselbst die Elektroden in Metallhülsen, in welche Thermometer eingesenkt sind, und beobachtet das Maximum, bis zu welchem die Temperatur während der fortgesetzten Entladungen des Inductoriums bei gleicher Zahl der Unterbrechungen ansteigt. Wird hierbei die Luft an der einen Unterbrechungsstelle verdünnt, so steigt an beiden Unterbrechungsstellen die Temperaturerhöhung. Hält man aber die Temperaturerhöhung an der einen Unterbrechungsstelle durch Einschaltung von Widerständen constant (so dass auch die Zahl der Entladungen die gleiche bleibt), so ändert sich die Temperatur an der anderen durch Verdünnung kaum; ebenso steigt sie nur wenig bei Ersetzung der Luft durch Sauerstoff, Kohlensäure und sinkt ein wenig in Wasserstoff, da sich in diesen Gasen die Elektroden ungleich schnell abkühlen.

Die Entfernung der Elektroden hat unter sonst gleichen Verhältnissen keinen Einfluss auf die Temperaturdifferenz (s. §. 988).

**990** Ueberwiegt dagegen die Entladung durch fortgeführte Theile der Elektroden, so scheint, wie beim Lichtbogen (s. w. u.), die positive Elektrode stets die heissere zu sein.

Schon Ritter[3]) beobachtete diese Ungleichheit der Erwärmung der Elektroden. Er hängte an den negativen Leitungsdraht der Säule ein dünnes Silberblatt und verband mit dem positiven ein Stück Kohle. Bei der Berührung der Kohle mit dem ersteren wurden nur kleine Löcher

[1]) Mugna, Rivista Scientif. Indust. 14, p. 242, 1882*; Beibl. 6, p. 953*. — [2]) Reitlinger, Zeitschr. f. Mathem. 8, p. 148, 1863*. — [3]) Ritter, Gilb. Ann. 9, p. 345, 1801*.

mit scharfen Rändern hinein gebrannt. War dagegen die Kohle negativ, so waren die Löcher sehr gross.

Besser kann man diese Unterschiede der Temperatur der Elektroden mit Hülfe des Wagner'schen Hammers beobachten.

Formte Neef[1]) bei seinen mit diesem Apparat angestellten Versuchen die oscillirende Spitze aus einem sehr dünnen Draht, z. B. einer Nähnadel, so erglühte sie bei Anwendung etwas kräftiger Ströme, jedoch nur, wenn sie mit dem positiven Pol der Säule verbunden war, also die Lichthülle auf der Platte ruhte. Niemals erglühte die Spitze, wenn sie als negative Elektrode diente. — Neef folgerte aus diesen Versuchen, dass der galvanische Strom an der negativen Elektrode wärmeloses Licht, an der positiven lichtlose Wärme erzeugte, und so eine gewisse Polarität von Wärme und Licht zu beobachten wäre.

Auch wenn man vermittelst des Wagner'schen Hammers zwei Metallspitzen gegen einander hämmern lässt und in beide etwa 1 mm von ihrem Ende Löcher bohrt, in welche man ein nadelförmiges Thermoelement einsetzt, so kann man durch letzteres die höhere Temperatur der positiven Spitze nachweisen. Die Temperaturdifferenz ist nach Matteucci[2]) am bedeutendsten bei Spitzen aus Eisen und Kupfer, geringer bei solchen aus Eisen und Platin, noch kleiner bei solchen aus Blei, Wismuth, Zinn. Bei diesen Versuchen bemerkt man, namentlich wenn die positive Spitze aus einem leichter schmelzbaren Metall besteht, eine Fortführung von Kügelchen von derselben zum negativen Pol; indess findet sich auch ein Uebergang der Materie in umgekehrter Richtung, wenn auch in geringerem Grade.

**991** Wird durch irgend einen Umstand bewirkt, dass sich die Entladung zwischen den Elektroden ändert, dass sie also, statt überwiegend durch das Gas, überwiegend durch Metallentladungen vermittelt wird, so kann sich die ungleiche Erwärmung beider Elektroden umkehren. Lässt man die Funken zwischen zwei dünnen Platindrähten überspringen, und erglüht hierbei nur der negative Draht lebhaft, so dass er zu einer kleinen Kugel schmilzt, und berührt man dann diese Kugel mit einem dünnen Glasfaden, so beginnt plötzlich der positive Draht zu glühen, während der negative Draht dunkel wird[3]). Hierbei wird wahrscheinlich die Oberfläche des negativen Drahtes mit einer schlecht leitenden Glasschicht bedeckt, und somit ist eine grössere Elektricitätsspannung zu ihrer Durchbrechung erforderlich, wodurch Entladungen unter Theilnahme des Metalls auftreten können.

Eine Erscheinung, welche wohl auf ähnlichen Ursachen beruht, beobachtete ebenfalls Gassiot[4]). Er leitete den Strom seiner Wasserbatterie oder

[1]) Neef, Pogg. Ann. 66, p. 414, 1845*. — [2]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. 41, p. 41, 1849*. — [3]) Gassiot, Phil. Mag. [4] 7, p. 97, 1854*. Sinsteden, Pogg. Ann. 96, p. 355, 1855*. — [4]) Gassiot, Phil. Mag. [4] 24, p. 225, 1862*; Pogg. Ann. 119, p. 131, 1863*.

eines Ruhmkorff'schen Inductoriums durch eine kleine, 3 Zoll lange, 1 Zoll weite Geissler'sche Röhre, in welcher sich im Abstande von einem Zoll zwei 1/8 Zoll im Durchmesser haltende Metallkugeln als Elektroden befanden. Die Röhre war mit Kohlensäure gefüllt, welche durch schmelzendes Kali absorbirt wurde. Die negative Elektrode war mit hellem Licht umgeben, und zuweilen erschien eine schwache, geschichtete Entladung am positiven Pol. — Bei Anwendung einer Grove'schen Säule von 400 Elementen zeigte sich dieselbe Erscheinung, doch bald nahm mit Anwachsen der Wirkung der Batterie der Lichtschein an der negativen Elektrode an Ausdehnung zu und die Elektrode wurde glühend. Eine Aluminiumkathode schmolz in diesem Falle, während die positive Elektrode vollkommen blank blieb. In anderen Fällen, bei Anwendung von schwer schmelzbaren Elektroden, hohlen Kugeln von Messing oder Kugeln von Coakskohle erschien plötzlich, als die negative Elektrode rothglühte, eine helle geschichtete Entladung, und nun wurde die negative Elektrode dunkel, die positive erglühte dagegen, und aus der Säure in der Säule entwickelten sich zum Beweise der Zunahme der Stromstärke grosse Mengen salpetrichter Säure (vergl. auch die Versuche von Hittorf §. 634).

Offenbar hängt diese Erscheinung mit einer Aenderung der Art der Entladung zusammen, da sie wohl bei schwächerer Intensität der Ströme grösstentheils in der gewöhnlichen Art durch das Gas stattfindet; dann aber, wenn die negative Elektrode heiss geworden ist, und dadurch leichter Theilchen von ihr losgerissen werden, unter Zunahme der Stromintensität in einem eigentlichen Lichtbogen unter Theilnahme der Materie beider Elektroden übergeht.

**992** Die Ursachen der Temperaturverhältnisse der Entladung sind noch nicht völlig ergründet.

Nach Riess[1]) wäre die hohe Temperatur der Enden der Elektroden und namentlich der einen derselben dadurch bedingt, dass die continuirliche Entladung in der Drahtleitung schon in den Metallstrecken, welche der Luftschicht zwischen den Elektroden zunächst liegen, in die discontinuirliche übergeht. Hierdurch würde zugleich die eine oder andere Elektrode zerstäubt. Je nach dem Widerstande, welchen die zwischen den Elektroden befindliche, mehr oder minder verdichtete Luft dem Uebergang der Elektricität darbietet, soll diese Umwandlung der Entladung erst am Ende der Elektroden oder schon in einigem Abstande von demselben vor sich gehen.

Diese Erklärung schliesst sich an die ebenfalls von Riess gegebene Theorie der Schichtenbildung in der positiven Gasentladung an (vgl. §. 757).

**993** Die Erhitzung der Elektroden kann bis zum Schmelzen derselben gehen.

---

[1]) Riess, Pogg. Ann. 98, p. 585, 1856*.

Diese Erscheinungen zeigen sich sowohl bei den Funken der Elektrisir- oder Influenzmaschine, wie bei denen des Inductoriums.

Lässt man die Entladungen durch Feilspäne durchschlagen, welche man auf eine Glasplatte gestreut hat, so hören bald die zickzackförmigen Funken zwischen denselben auf. Die Feilspäne schaaren sich namentlich an dem positiven Pol an einander, so dass man bald keine Funken mehr zwischen ihnen überspringen sieht. Man kann dann die Feilspäne mit den Elektroden in die Höhe heben. Diese Erscheinung ist durch die Vertheilung der Elektricitäten in den Feilspänen vermittelst der an den Elektroden angehäuften Elektricitäten und durch die darauf folgende Anziehung derselben bedingt. Berühren sich die Späne danach an einzelnen Punkten, so werden sie durch die an diesen Stellen stattfindende Erhitzung bei der Entladung auch wohl ein wenig mit einander verlöthet.

Wie die Feilspäne verschmelzen auch zwei Metallschneiden, welche im Winkel von 90° über einander gelegt werden, beim Durchleiten des galvanischen Stromes. Zuweilen hört man beim Umkehren seiner Richtung dabei ein knackendes Geräusch, indem sich bei der neuen Erhitzung wohl zuerst die Verlöthung löst. Mit wachsender Leitungsfähigkeit des Metalls nimmt der Reihe nach die durch Abreissen mit Gewichten gemessene Stärke der Verschmelzung bei Stahl, Eisen, Platin, Blei, Gold, Zink, Silber, Kupfer ab [1]).

**994** Neben den thermischen Wirkungen im Funken und seinen Elektroden sind mechanische Wirkungen zu beobachten, sowohl an den Elektroden, als auch in der Funkenbahn selbst.

Schon §. 801 haben wir erwähnt, dass bei wachsendem Druck neben den allein durch die Gase vermittelten Entladungen an der positiven Elektrode helle, im Spectroskop die Linien des glühenden Metalls derselben zeigende kleine Lichtbüschel auftreten, welche sich allmählich bis zur negativen Elektrode in Form eines immer schmaler werdenden Funkens ausbreiten.

Hierdurch ist nachgewiesen, dass zunächst die positive Elektrode das Material zur Bildung des Funkens liefert.

So hatte schon Beccaria [2]) beobachtet, dass, wenn zwischen einem Quecksilbertropfen und zwei daneben liegenden Goldmünzen Funken übergehen, nur die eine Goldmünze verquickt wird, die andere nicht.

Auch Reitlinger und Wächter [3]) haben dies gezeigt. Sie leiteten zwischen einer Antimonspitze und Aluminiumplatte zwischen den Polen eines Magnets in äquatorialer Richtung die alternirenden Entladungen eines Inductoriums hindurch, wobei die beiderseits gerichteten Entladungen in einer mit Wasserstoff gefüllten Röhre nach entgegengesetzten

---

[1]) Stroh, J. Tel. Eng. **9**, p. 182, 1880*; Beibl. **4**, p. 678*. — [2]) Beccaria, Elettricismo art. §. 661. — [3]) Reitlinger und Wächter, Wien. Ber. **83** (2), p. 560, 1882*; Wied. Ann. **14**, p. 591*.

Seiten abgelenkt wurden. Dabei lagern sich nur Antimontheilchen auf der Seite des positiven Stromes von Spitze zu Platte auf letzterer ab.

995 Man hat wiederholt die diesen Erfahrungen entgegengesetzte Beobachtung gemacht, dass der Stoff beider Elektroden an der Funkenbildung gleichmässig theilnimmt. Liess man eine Reihe von Entladungsfunken einer Batterie zwischen einer Gold- und einer Silberkugel, einer Kupferplatte und einer Silberkugel u. s. f. überschlagen, so erschien nach längerer Zeit erstere versilbert, letztere vergoldet bez. verkupfert [1]). Indess konnte dies davon herrühren, dass die Entladung aus alternirenden Strömen bestand, für welche die beiden Elektroden abwechselnd positiv und negativ waren.

Trotzdem kann man nicht mit Bestimmtheit behaupten, dass nur das Material der positiven Elektrode an der Bildung der Metallfunken theilnimmt, da ebenso wie an dieser, so auch unter günstigen Bedingungen an der negativen Elektrode Büschelentladungen nachgewiesen werden können. Da zur Einleitung der positiven Entladung ein grösseres Potential erforderlich ist, so wird auch der Stoff derselben stärker losgerissen und weiter zerstreut; und so hat sie überwiegend an der Funkenbildung Antheil, wenn auch nicht ausschliesslich. Auch der dunkle Raum, welcher sich im Funken etwa auf $^2/_3$ seiner Länge von der positiven Elektrode bildet, scheint darauf hinzudeuten, dass sich im Allgemeinen an dieser Stelle die Elektricitäten der von beiden Elektroden fortgeführten Metall- und Gastheilchen ausgleichen.

996 Die Losreissung von glühenden resp. geschmolzenen Theilchen der Elektroden kann zur Bildung besonderer Figuren, der sogenannten Priestley'schen Ring- oder Schmelzfiguren, Veranlassung geben.

Lässt man nach Priestley [2]) auf eine Metallplatte Funken von einer grossen Batterie überschlagen, so erscheint bei mässig starker Ladung auf der Platte ein kleiner mittlerer Fleck, welcher bei wiederholten Entladungen von hellen und dunklen, oft auch farbigen Ringen umgeben ist, deren Zahl um so grösser wird, je spitzer die mit der Batterie verbundene Elektrode ist. Ist sie stumpfer, so werden die Ringe grösser.

Auch als Ritter [3]) den Stromkreis einer Säule durch Herausheben einer Spitze aus Quecksilber öffnete, erschienen auf letzterem als negaver Elektrode schwarze Oxydsterne, umgekehrt mit Ringen umgebene Punkte.

Da bei der Batterieentladung häufig oscillirende Entladungen die Erscheinungen trüben, so stellt man diese Figuren besser mittelst einer

---

[1]) Fusinieri, Archives de l'Electr. 3, p. 597. — [2]) Priestley, Gesch. d. El. 1767, deutsch, p. 466*; Phil. Trans. 58, p. 68, 1768*. Nobili (Memorie ed osservationi, Firenze 1834, 1, p. 50) sieht nur die Ringe, keine schwarzen Staubkreise. Matteucci (Compt. rend. 16, p. 850, 1843*) erhielt sie von der Elektrisirmaschine ohne Batterie und fand sie in Luft, Kohlensäure, Stickstoff, mit und ohne Verdünnung gleich, auch gleich für positive und negative Elektricität. — [3]) Ritter, Gilb. Ann. 9, p. 350, 1801*.

Influenzmaschine[1]) oder eines Inductoriums von nicht zu grosser Schlagweite (2 cm) her. In dieser Weise haben namentlich Reitlinger und Wächter[2]) dieselben studirt, und den Unterschied der auf einer positiven und negativen Platte erscheinenden Figuren genauer festgestellt, welchen schon Riess[3]), namentlich bei Einschaltung von Wassersäulen in den Schliessungskreis, beobachtet hatte.

997 Ist zuerst die Spitze negativ, die Metallplatte positiv, so erscheint nach wiederholtem Durchschlagen der Inductionsfunken unter ersterer eine 5 bis 15 cm grosse Figur, Fig. 274, bestehend aus einem grauschwarzen Scheibchen, welches durch einen schmalen, helleren Ring von einem trüberen, stahlblau gefärbten Ringe getrennt ist, an den sich ein matter verwaschener Saum schliesst.

Fig. 274.

Die Neigung der Spitze gegen die Platte ist ohne Einfluss, die Figur entsteht gerade unter der Nadel. Scharfe Spitzen geben die besten Figuren (Riess).

Die centrale „Aufreissungsscheibe“ erscheint unter dem Mikroskope vielfach zerrissen und mit Partikelchen von Metalloxyd bedeckt, welche indess in Luft auf Platinplatten, in Wasserstoff und in Terpentinöl auch auf anderen Metallen fehlen[4]).

Bei wachsendem Abstande der Spitze von der Platte von 1 bis 6 mm nimmt der Scheibendurchmesser stetig zu (von 1,3 bis 2,2 mm) und dann schnell ab (bis zu 15 mm Abstand auf 0,71 mm).

Mit wachsender Stromdauer wächst der Durchmesser der Scheibe schnell bis zu einem Maximum. Vom Druck des Gases (3 Atmosphären bis 200 mm oder 750 bis 10 mm Quecksilberdruck) ist der Durchmesser der Scheibe unabhängig. Unter 10 mm Druck treten fast nur Gasentladungen auf; die Aufreissungsscheibe verschwindet; völlig ausgebildet ist sie erst bei hohen Drucken (1,5 Atmosphären und mehr). — Bei niederen Drucken erfolgen übrigens fast immer alternirende Entladungen, wodurch in der Mitte der Scheibe ein heller blanker Punkt entsteht.

Die Scheiben erscheinen also an den Stellen der Metallplatte, wo die Entladung eine grössere Dichtigkeit besitzt und Metalltheile fortgerissen werden. Dies geschieht überwiegend an der positiven Elektrode.

998 Die farbigen Ringe, welche die centrale Aufreissungsscheibe umgeben, bestehen aus einem stahlblauen Ringe mit rothbraunem Saume, von denen der erstere gegenüber dem Saume, wie Riess und Grove[5]) beobachteten, blank erscheint (weshalb er von Grove und Riess als

[1]) Peterin, Wien. Ber. 62 [2], p. 679, 1870*. — [2]) Reitlinger und Wächter, Wien. Ber. 82 [2], p. 180, 1882*; Wied. Ann. 12, p. 590, 1883*. — [3]) Riess, Abhandl. der Berl. Akad. 1861, 1, p. 248*; Pogg. Ann. 114, p. 193, 1861*; Abhandl. 1, p. 248*. — [4]) Schon Riess fand dies, ebenso, dass die Figuren auf Platin und Aluminium undeutlich und sehr klein, dagegen auf Silber und Kupfer am deutlichsten sind. — [5]) Grove, Phil. Trans. 1852, pt. 1, p. 87*; Pogg. Ann. 93, p. 417 u. 582*.

oxydfrei angesehen wurde). Diese Ringe bilden sich nur in sauerstoffhaltigen Gasen, z. B. in feuchter Luft. In ganz trockenem Sauerstoff und trockener Luft sind sie klein.

Sie entstehen am leichtesten auf Silber und Kupfer, schwerer auf Messing, Eisen, Zink, nicht auf Platin. Das Material der Spitze ist ohne Einfluss.

Die Einschaltung einer Leydener Flasche in den Entladungskreis verhindert die Bildung der Ringe.

Dieselben dürften von einer Ozonirung der Luft in der die Metallentladung umgebenden Lichthülle herrühren, wodurch die von ihr getroffenen Theile der Metallplatte oxydirt werden.

Auch lassen sie sich nach Grove auf einer Silberplatte mit einer Lösung von unterschwefligsaurem Natron fortwaschen.

**999** Bläst man auf die Entladung, und trennt sich dadurch die Lichthülle von dem Funken, so entsteht unter ersterer eine pfauenschweifähnliche Figur, welche erst rothbraun, dann in der Mitte stahlblau, umgeben von einem rothbraunen Saume erscheint. Fast ganz dieselbe Figur bildet sich beim Aufblasen der Oxydationsflamme eines Löthrohres auf die Metallplatte; ein weiterer Beweis für den Einfluss der Oxydation. Ebenso entsteht bei der Einwirkung des Dampfes von rauchender Salpetersäure auf eine Kupferplatte erst eine rothbraune Färbung, dann in deren Mitte über dem aufströmenden Dampf eine stahlblaue Scheibe.

**1000** Bei vermindertem Luftdruck verschwindet die Metallentladung und die centrale Aufreissungsscheibe und es bleiben nur die Ringe, welche, wie schon Grove (l. c.) beobachtete, mit wachsender Verdünnung an Zahl und Ausdehnung zunehmen und scharf begrenzt sind (vergleiche Fig. 275).

Die Farben wechseln nach Grove mit den Bedingungen des Versuchs. In einem speciellen Falle folgte dem innen gelbgrünen, aussen blaugrünen Fleck ein blanker Ring, dann ein innen orange, in der Mitte karmoisinrother, aussen purpurfarbener Ring. Man erhält die Ringe am besten in einem Vacuum von 1 Vol. Sauerstoff und 5 Vol. Wasserstoff. Der blanke Ring erscheint in dem Wasserstoff-Sauerstoffgemenge constant. Im Vacuum von Stickoxydul, Stickoxyd, Kohlensäure, Sauerstoff erfolgen dieselben Erscheinungen, wie in der Luft, mag die Platte als positive oder negative Elektrode dienen. — In ölbildendem Gase zeigt die Platte die Farbenringe dünner Blättchen, nachher einen pulverförmigen Niederschlag, in welchem sich glänzende Punkte bilden.

Fig. 275.



Ein bis auf seine äusserste Spitze in Glas eingeschmolzener Platindraht giebt keine Ringe, sondern nur einen dunklen, kleinen, runden Fleck. Ist die Spitze des Drahtes der Platte sehr nahe, so bilden sich anfangs keine Ringe. Bei langer Fortsetzung des Versuchs beschlägt

das Glas an der Platinspitze mit Platin, und die Ringe treten auf, weil nun die leitende Oberfläche der Spitze vergrössert ist.

Neben diesen Erscheinungen geht das bekannte Lichtphänomen an den Elektroden her.

Kupfer-, Silber-, Platindrähte, eine Stahlnadel zeigen die gleichen Phänomene, nur wirkt der Platindraht etwas schwächer.

Platten von Wismuth sind ebenso gut, wie Silberplatten, zu verwenden. Blei oxydirt sich leichter, reducirt sich aber schwerer. Kupfer, Zinn und Zink bedürfen grösserer Luftmengen zur Oxydation und reduciren sich nach derselben nicht vollständig. Eisen bedarf viel Luft und zeigt dann einen nicht zu reducirenden Rostfleck. Platinplatten sind unwirksam.

Leitet man in einem Gemenge von Wasserstoff und Sauerstoff den Strom nach Bildung der Flecke in entgegengesetzter Richtung durch Spitze und Platte, so verschwinden sie in Folge der Reduction.

**1001** Dient die Platte als negative Elektrode, so erscheint auf derselben, wie schon Priestley beobachtete, eine grosse Anzahl kleiner blanker Scheiben in einem durch Oxydation des Metalls gefärbten Untergrund. Die Zahl der Scheiben wächst mit dem Druck (von 180 mm bis 745 mm Druck von 5 bis 120 bis 150 bei einem Abstande von 6 mm der Spitze von der Platte). Fig. 276 und 277 stellen diese Figuren bei 190 und 750 mm Quecksilberdruck und einem Abstande der Spitze von der Platte von 10 mm dar.

Fig. 276.

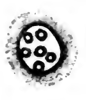
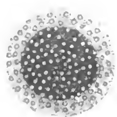


Fig. 277.



Mit abnehmendem Spitzenabstande nimmt die Zahl der Scheibchen ab, da sich dann die Büschelentladung weniger ausbreitet. — Der Gesammtdurchmesser der blanken Scheiben wächst mit Verdünnung der Luft (von 745 bis 1,25 mm Druck, von 0,24 bis 22 mm), er ist nahezu unabhängig von der Spitzendistanz und unabhängig vom Stoff der Platte und Spitze; nur ist die Erscheinung deutlicher auf Kupfer- und Messingplatten, als auf solchen von Silber, Eisen und Zink; sie bildet sich auf Platin nicht, wie sich auch daselbst keine Ozonringe bilden.

Die Ausbreitung dieser blanken Fläche entspricht ganz der Ausbreitung der Glimmlichtentladung in dem §. 537 erwähnten Versuche.

Bei völligem Ausschluss von Feuchtigkeit erscheint die blanke Scheibe nicht; weshalb Reitlinger und Wächter ihre Bildung der elektrolytischen Ausscheidung von Wasserstoff auf der als Kathode dienenden Platte und dadurch eintretenden Reduction der nicht völlig oxydfreien Oberfläche zuschreiben.

**1002** Bei Anwendung grosser Inductionsapparate, in deren Inductionskreis eine Leydener Flasche eingeschaltet ist, entstehen noch andere

Ringfiguren, welche durch Metalltheilchen gebildet sind, die von der Spitze losgerissen und über die Metallfläche verbreitet sind. Am besten bilden sie sich in Wasserstoff, wo der störende Einfluss von Oxydationswirkungen ausgeschlossen ist. Dann erscheint um die blanke Aufreissungsscheibe ein, je nach dem Stoffe der Spitze verschieden gefärbter Metallring, der Condensationsring nach Reitlinger und Wächter, welcher von einem grauen oder schwarzen, aus vielen einzelnen Partikelchen vom Metall der Spitze gebildeten Ringe, dem Aufstreuungsringe, umgeben ist.

Spitzen von Aluminium und Eisen geben schwer diese Ringe, leichter Gold, Platin, Kobalt, Nickel, noch leichter Silber, Wismuth, Blei, Antimon, und vor Allem Palladium. Die so niedergeschlagenen Palladiumtheilchen absorbiren bei ihrer Bildung Wasserstoff, welcher sich entzündet, wenn die Platte an die Luft gebracht wird. Das Metall der Platte ist gleichgültig.

Der Aufstreuungsring lässt sich leicht mit Kreidepulver abreiben, nicht aber der Condensationsring. In der Luft oder in sauerstoffhaltigen Gasen werden die abgerissenen Theilchen meist oxydirt, die Erscheinungen sind weniger deutlich, aber noch immer, je nach der Natur der Spitze, in ihren Eigenthümlichkeiten zu erkennen.

In sehr verdünnter Luft werden die Ringe die gleichen, wie die mit kleineren Apparaten erhaltenen.

Da bei den Entladungen des Inductoriums mit der Flasche meist Oscillationen auftreten, ist schwer zu entscheiden, ob zur Ueberführung der aufgestreuten Theilchen eine bestimmte Stromesrichtung erforderlich ist. In sehr verdünnter Luft wird bekanntlich die negative Elektrode zerstäubt [1]).

---

[1]) Als Ursachen der beschriebenen Figuren haben wir theils Lossreissung von Metalltheilchen, theils Oxydation durch die ozonisirte Luft der Lichthülle angegeben. In früheren Zeiten wurden andere Ansichten ausgesprochen. Priestley sieht als Ursache der Ringe oberflächliche Schmelzung und Oxydation bei der Hitze an; die Farben sind Farben dünner Blättchen. Aehnlich spricht sich Nobili aus. Grove will elektrochemische Polarität der Gase annehmen. Der blanke Gürtel zwischen dem mittleren graulichen Fleck und den farbigen Ringen will er erklären, indem sowohl an der Spitze, wie an den Seitenflächen der Nadel Elektricität zur Metallfläche übergehe. Die Partialströme sollen interferiren und so theils oxydirend, theils reducirend wirken. — Da nach Riess von der Spitze eine Büschelentladung mit immer abnehmender Dichtigkeit nach aussen hin gegen die Platte geht, so werden die Metalltheilchen derselben theils geschmolzen, theils oxydirt, und so entstehen die den Nobili'schen Ringen ganz analogen Priestley'schen Ringe. Dabei soll von der Spitze ein ozonisirter Luftstrom ausgehen, ein anderer radial verlaufender vom Centrum der Platte. Die centrale Scheibe soll durch beide, der blanke [illegible]ürtel durch den radialen, seines Ozons beraubten Strom, der farbige Ring [illegible]h die schiefen Luftströme von oben bedingt sein.

Die weitere Ausbreitung der positiven Entladung schiebt Riess (wie später [illegible] der Bildung der Lichtenberg'schen Figuren und dem Lullin'schen [illegible]uch) auf die negative Elektrisirung der Luft und der fremden Schicht [illegible]sserdampf) auf der Platte durch Vorbeistreichen an der Platte, in welcher [illegible]ft sich die negative Elektricität schwerer an der Spitze ausbreite, als die

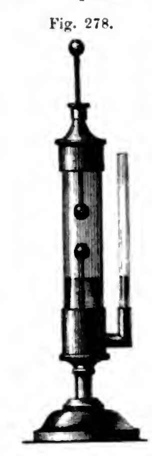
Bei solchen alternirenden Entladungen treten gemischte Figuren auf.

Dabei entstehen (z. B. bei Anwendung der Influenzmaschine) oft mehrere Figuren, welche in Form von Strahlenbüscheln oder blumenkohlartig verästelt erscheinen.

Dergleichen Erscheinungen zeigen sich auch, wenn man die Entladung zwischen zwei gleichen Kugeln übergehen lässt. Dann bildet sich bei einfacher Entladung, wie sie durch Einschaltung geeigneter Funkenstrecken, eines elektrischen Ventils oder dergl. erhalten wird, nur an der positiven Elektrode ein von einem dunkeln Oxydring eingefasstes Grübchen, an der negativen eine grössere Wolke von Oxyd. Alternirt aber die Richtung der Entladung, so treten die Grübchen und Wolken an beiden Elektroden auf. Man kann auf diese Weise den Uebergang der einen Entladungsart in die andere gut beobachten.

1003 Werden die Figuren auf einer Metallplatte dargestellt, über welcher sich eine positive verticale Spitze befindet und die auf den Halbankern eines starken Elektromagnets liegt, so werden sie in äquatorialer Richtung nach einer Seite verlängert und zeigen somit Eiformen. Sowohl für die Oxydringe, als auch für die negative blanke Scheibe, entspricht diese Ablenkung dem Einfluss des Magnets auf die über der Platte befindlichen, die Elektricität führenden Theilchen gemäss dem Biot-Savart'schen Gesetze.

Fig. 278.



1004 Die Gase, durch welche die Funken hindurchgehen, werden mechanisch aus einander getrieben. Lässt man einen Funken in dem sogenannten Kinnersley'schen[1]) Luftthermometer zwischen zwei in einem Glasrohre, Fig. 278, befestigten, vorn halbkugelig abgerundeten Metallstäben in etwa 4 bis 5 mm Entfernung überspringen und verbindet dasselbe mit einer in seinen Boden eingesetzten Uförmigen Glasröhre, in welcher sich Alkohol befindet, so wird er in der Glasröhre in die Höhe geworfen, indem die Luft plötzlich mechanisch nach allen Seiten aus einander geschleudert wird. — Ist der Funken zwischen den Elektroden länger, etwa $^1/_4$ Zoll lang, so vermag er den Kork einer zugestöpselten Flasche herauszuschleudern.

1005 Schlagen Funken zwischen zwei in einer tubulirten Glasröhre eingekitteten Metalldrähten, Fig. 279, über, so wird bei jedem Funkenüber-

positive. So hat die positive Figur eine grössere Ausdehnung; eine Erklärung, welche indess nicht mehr aufrecht erhalten werden kann (vgl. §. 755).

[1]) Kinnersley, Priestley's Gesch. d. El., deutsch, p. 137*.

gang die Luft aus dem Tubulus herausgeschleudert, wodurch ein kleines Rädchen in Bewegung gesetzt, eine kleine Kerzenflamme fortgeblasen werden kann u. s. f. [1]) (elektrischer Blasebalg).

Wird dieser Versuch mit einer oben zu einer kleinen Oeffnung ausgezogenen Glasröhre (Fig. 280) angestellt, in welcher unten die für den Oeffnungsstrom positive, und neben welcher an der Oeffnung die negative Elektrode eines Inductoriums von 4 bis 5 cm Schlagweite angebracht ist, so entsteht nach Hertz [2]) bei der Entladung unter einer bis auf 30 bis 50 mm Druck evacuirten Glocke ein 1 bis 2 mm dicker rother Streifen von der Anode aus, welcher von dem an der Kathode sitzenden Glimmlicht durch einen dunklen Raum getrennt ist, und aus der Oeffnung des Rohres erhebt sich ein flammenartiger, etwa 4 cm langer Strahl, welcher sich bei Umkehrung des Stromes nicht wesentlich ändert.

Fig. 279.



Bei Einschaltung einer Leydener Flasche von etwa zwei Quadratfuss Belegung wird der Strahl auf 1 bis 2 cm von der Oeffnung geradlinig und breitet sich dann erst in mehrere Zweige aus. Mit Vermehrung des Druckes füllt der Funken nicht mehr die Oeffnung, der Strahl wird schwächer, dunkler und tritt nun an der Seite des Funkens aus der Oeffnung. Bei Verminderung des Druckes wird der Strahl kürzer und breiter, heller gelb, aber dunkler. Entstehen bei weiterer Abnahme des Druckes Schichten im Rohre, so tritt gerade noch ein keiner halbkugelförmiger Raum aus der Oeffnung des Rohres heraus.

Fig. 280.

Mit der Flasche zeigt sich das Maximum der Strahlenentwickelung bei kleinerem Druck und ohne Verengung der Röhrenwandung (bei einem 5 mm weiten, 3 cm langen Rohr und 10 bis 20 cm Druck.

Liegt dem Strahle eine Wand gegenüber, so breitet er sich auf derselben aus, etwa wie ein Flüssigkeitsstrahl. Ist die Wand beweglich (ein Draht, ein Glimmerblatt), so geräth sie in Schwingungen u. s. f. Vom Magnet wird der Strahl nicht abgelenkt; ein Thermometer wird von ihm stark erwärmt. — Durch Beobachtung im rotirenden Spiegel, bez. durch eine an einer Stelle radial aufgeschlitzte Scheibe, ergiebt sich die Geschwindigkeit der Ausbreitung des Strahles von unten nach oben etwa 2 m in der Secunde. In Sauerstoff und Stickoxydul ist der Strahl gelblicher und wie in Luft entwickelt, in Wasserstoff ist er indigblau und viel ausgedehnter, als in Luft, namentlich bei 100 mm Druck; in Stickstoff ist er sehr schwach und dunkelroth; in Dampf von Terpentinöl, Aether,

[1]) Beccaria, Elettr. art., §. 536*. — [2]) Hertz, Wied. Ann. 19, p. 78, 1883*.

Leuchtgas grünlich weiss, kurz und scharf gezeichnet. Die Spectra sind meist Bandenspectra. In feuchter Luft entwickelt sich der Strahl schlechter als in trockener.

Der Strahl ist jedenfalls durch die aus der Oeffnung herausgetriebene Gasmasse gebildet.

**1006** Das Gesetz dieser mechanischen Wirkungen der Funken ergiebt sich aus Versuchen von Knochenhauer[1]), bei denen eine Batterie von veränderlicher Flaschenzahl $z$ mit verschiedenen Elektricitätsmengen $q$ geladen und dann durch zwei Kugeln entladen wurde, welche in der Kugel des Luftthermometers in einer bestimmten Entfernung einander gegenüberstanden. Die Senkung der Flüssigkeitssäulen in dem Capillarrohr desselben war der Elektricitätsmenge $q$ direct proportional. Wurden die Kugeln in verschiedene Entfernungen $l$ gebracht, und die Batterie so lange geladen, bis ein Funken übersprang, so waren die Senkungen dem Werthe $q^2/z = const\, q\,.\,l$ proportional, woraus also folgt, dass die mechanische Wirkung des Funkens bei gleicher entladener Elektricitätsmenge seiner Länge proportional ist. Da indess bei diesen Versuchen die Flüssigkeitssäule in der Röhre am Thermometer nach dem Funkendurchgange nur langsam auf ihren früheren Stand zurückkehrt, beobachtet man die gemeinsame Wirkung des mechanischen Auseinanderschleuderns und der Erwärmung der Luft.

**1007** Auch Villari[2]) hat die mechanische Wirkung der Funken auf die Luft untersucht, indem er sie in einer $^3/_4$ Liter haltenden, mit Stickstoff gefüllten, vierfach tubulirten Glaskugel zwischen den Enden zweier conaxialer Elektroden überschlagen liess, und den einen unteren Tubulus der Kugel mit einer verticalen, in Glycerin tauchenden Röhre verband, in welche durch eine, an dem oberen vierten Tubulus angesetzte Pumpe die Flüssigkeit bis zu einer bestimmten Höhe hinaufgesogen wurde. Die Batterie wurde durch Annähern der Elektroden in der Glaskugel entladen. Die Ladung wurde durch eine Maassflasche bestimmt und zuerst ein Spiegelgalvanometer in die Schliessung eingefügt, dessen Ausschläge den Angaben der Maassflasche proportional waren, so dass wirklich die ganze Elektricitätsmenge der Batterie den Schliessungskreis durchfloss.

Danach wächst die mechanische Wirkung mit wachsenden Ladungen erst etwas schneller als die Quadrate derselben, dann nach einer immer mehr abnehmenden Potenz der Ladungen, endlich ihnen proportional, was erklärlich ist, da innere Entladungen in der Batterie selbst über die Ränder der Flaschen hinweg immer mehr hervortreten und Arbeit consumiren. Die in ihnen verbrauchten Energien müssen sich demnach gerade umgekehrt verhalten, was sich auch durch directe Messungen derselben ergiebt.

---

[1]) Knochenhauer, Pogg. Ann. 58, p. 229, 1843*. — [2]) Villari, Atti della R. Acc. dei Lincei. Memorie 9, p. 118, 1883*, Beibl. 7, p. 475*.

Bei wachsender Flaschenzahl und gleichbleibendem Potential wuchs die Ausdehnung durch den Funken etwas langsamer als die Ladungen $q$; umgekehrt stieg bei gleicher Elektricitätsmenge und bei durch Aenderung der Oberfläche der Batterie geändertem Potential die Ausdehnung schneller als die Potentiale bei kleinen Werthen derselben, dann bei grösseren Werthen ihnen proportional und endlich viel langsamer an; ja sie nahm sogar bei sehr grossen Werthen derselben ab. — Bei geringen Potentialen wächst also bei gleichzeitiger Zunahme der Ladung und der Potentiale die Ausdehnung etwas langsamer als die Ladungen und viel schneller als die Potentiale.

Für ein mittleres Ladungspotential theilt sich aber die Energie der Entladung eines Condensators zwischen der inneren Entladung und den äusseren Ausladerfunken und die Ausdehnung der Luft durch letztere ist proportional dem Product aus der Quantität der Elektricität mit der Dichtigkeit oder der Quantität mit dem Abfall des Potentials, wie die in Drähten erzeugte Wärme.

**1008** Bei kleinen Funkenstrecken wächst unter Entladung gleicher Elektricitätsmengen die Ausdehnung erst langsamer, dann bei grösseren immer mehr proportional der Funkenlänge, was damit in Uebereinstimmung ist, dass das zur Entladung erforderliche Potential ebenfalls der letzteren entspricht [1]).

In verschiedenen Gasen waren die Ausdehnungswirkungen nicht sehr verschieden; sie verhielten sich in Kohlensäure, Sauerstoff, Stickstoff, Luft und Wasserstoff wie 1,072 : 1,045 : 1,0998 : 0,653.

**1009** Bei weiteren Untersuchungen über diese mechanischen Wirkungen bei Einschaltung zweier und mehrerer Funkenstrecken hat Villari [2]) in den Batteriekreis zwei Funkenthermometer (von 150 mm Durchmesser) eingeschaltet. In dem einen „Funken"-Thermometer I (th. a scintilla), in welchem die „Verbindungsfunken, sc. congiuntive", übergehen, stehen zwei Elektroden gerade einander gegenüber, in dem anderen „Entladungsthermometer" II (th. eccitatore) sind die die Elektrodenkugeln tragenden, an zwei diametral gegenüberstehenden Enden der Glaskugel eingesetzten Drähte viertelkreisförmig gebogen, und so können ihre Enden durch Drehung einander genähert werden.

---

[1]) Villari, Mem. di Bologna [3] **10**, p. 147, 1879*; Nuovo Cimento [3] **3**, p. 278*; **4**, p. 49, 161*; Beibl. **3**, p. 713*. Bei diesen Versuchen war ausser der Funkenstrecke in der Glaskugel noch ein Fallapparat zur Entladung der Batterie in den Schliessungskreis eingefügt, in Folge dessen in demselben zwei Funken entstanden und sich die Verhältnisse complicirten. — Villari bezeichnet die erhaltenen Resultate als „thermische" Gesetze des Funkens. Indess sind die hier überwiegende mechanische Wirkung des Funkens und die nebenhergehende schwächere thermische Wirkung aus einander zu halten. — [2]) Villari, Mem. di Bologna [4] **4**, 22. April 1883; Beibl. **7**, p. 784*.

Beide Glaskugeln sind durch ein mit Hähnen versehenes Glasrohr mit einander verbunden, von welchem aus ein in ein Glas mit einem Gemisch von Wasser und Glycerin tauchendes und theilweise damit gefülltes Glasrohr mit Theilung nach unten geführt ist.

Die einen Elektroden der Kugeln I und II waren direct unter einander verbunden, die anderen derselben mit zwei auf einem Ebonitstück befestigten Klemmschrauben, welche unterhalb amalgamirte Messingkugeln trugen. Durch Senken des Ebonitstückes wurden die Messingkugeln in zwei mit den beiden Belegungen einer Batterie verbundene Gläser voll Quecksilber eingesenkt und so die Entladung hervorgerufen. Die Ladung der Batterie wurde durch eine mit ihrer äusseren Belegung verbundene Maassflasche gemessen. Alle Verbindungen waren sehr sorgfältig hergestellt, um daselbst die Funkenbildung zu verhindern.

Entsteht in der Schliessung nur ein Entladungsfunken, so ist die erzeugte Ausdehnung ein schwach hervortretendes Minimum; entsteht daneben noch ein sehr kleiner Verbindungsfunken, so ist sie ein schwaches Maximum. Wächst die Länge des letzteren Funkens bis fast zur Schlagweite, so ist die Gesammtausdehnung durch beide Funken nahezu constant und liegt zwischen jenem Maximum und Minimum.

Aendern sich die Längen zweier Verbindungsfunken, so dass die Summe derselben constant bleibt, so ist die Ausdehnung durch beide zusammen fast constant; daher ist die Ausdehnung der Verbindungsfunken ihrer Länge proportional. Sind die beiden Funken (der Verbindungs- und Entladungsfunken) nahe gleich lang, so zeigt die Ausdehnung ein schwaches Maximum, welches zugleich mit dem Minimum der Summe ihrer Längen zusammenfällt. Dieses Maximum der Ausdehnung ist nur dem Entladungsfunken zuzuschreiben, da zwei Verbindungsfunken es nicht zeigen. Erscheint ausser dem Verbindungsfunken ein sehr kleiner Entladungsfunken, so ist die Ausdehnung durch beide ein schwaches Maximum, welches mit einer Verminderung der inneren Entladungen der Condensatoren zusammenfällt.

Alle diese Sätze entsprechen vollständig den bereits §. 912 über die Länge der Entladungs- und Verbindungsfunken mitgetheilten.

Bei drei in den Schliessungskreis eingefügten Funken ergiebt sich:

Die Ausdehnung durch einen einzigen Entladungsfunken ist ein schwaches Minimum, die durch einen Entladungs- und einen Verbindungsfunken etwas grösser, und vielleicht auch grösser als durch einen Entladungs- und zwei Verbindungsfunken. — Die durch alle drei Funken von constanter Gesammtlänge erzeugte Gesammtausdehnung ist fast constant; wobei bei gleicher Länge der drei Funken ein schwaches Maximum auftritt.

Aehnliche Sätze dürften nach Villari vielleicht auch für mehrere Funkenstrecken gelten.

**1010** Bei Einschaltung von metallischen Widerständen nimmt ebenso, wie die rein thermische, so auch nach Paalzow[1]) die mechanisch-thermische Wirkung der in einem Luftthermometer überschlagenden Funken ab und bei Einschaltung von Flüssigkeitssäulen erst ab, dann zu und nachher wieder ab, wobei die Wirkung mit wachsender Elektricitätsmenge in allen Fällen zunimmt.

Diese Erscheinungen rühren einmal von der verschiedenen Grösse der Rückstände der Batterie, sodann von der Aenderung der Art der Entladung her. Mit sehr stark wachsendem Widerstande können nach Beginn der Entladung die in der Batterie verbliebenen Elektricitätsmengen nicht mehr der zuerst entladenen Menge so schnell in solcher Dichtigkeit zuströmen, dass die Entladung lange andauert; die thermisch-mechanische Wirkung im Funken nimmt ab; in der Batterie bleibt ein grösserer Rückstand. Dann aber treten, bei etwas grösseren Widerständen, Oscillationen ein, deren Zahl mit wachsendem Widerstande abnimmt, bis endlich der Elektricitätsstrom einseitig gerichtet wird und durch den Funkencanal continuirlich fliesst.

Jedenfalls ist aber die Arbeit im Funken bei einzelnen intermittirenden Entladungen grösser, als bei dem continuirlichen Durchströmen, da die Luft jedesmal von Neuem durchbrochen werden muss.

**1011** Geht Elektricität von der inneren Belegung einer geladenen Batterie von $n$ Flaschen zu der einer ungeladenen von $m$ Flaschen über, während die äusseren Belegungen derselben verbunden sind, so soll nach Villari[2]) die Ausdehnungswirkung $A$ des Funkens bei constanter Länge desselben der entladenen Elektricitätsmenge $q$ proportional sein; z. B.:

$$n + m = 18, \quad n = 2 \text{ bis } 18, \quad A/q = 1{,}85 \text{ bis } 1{,}15 \text{ u. s. f.}$$

Auch wurde eine Batterie von $n$ (18) Flaschen 1) erst für sich, dann 2) in eine gleiche ungeladene Batterie, endlich nachher 3) und 4) jede der Batterien für sich entladen. Die vier Ausdehnungen waren $A_1 = 31{,}2$, $A_2 = 24{,}1$, $A_3 = 14{,}1$ und $A_4 = 14{,}8$. Danach wäre die Summe der Ausdehnungen bei den letzten beiden Entladungen nahe die gleiche $A_3 + A_4 = 28{,}9$, wie bei der ersten $A_1$; und die durch die Entladungen 2 sowie 3 und 4 zusammen erzeugte Wirkung, also die Wirkung bei auf einander folgender unvollkommener Entladung und Entladung der beiden dadurch geladenen Batterien wäre um $^3/_4$ grösser, als die Wirkung der directen vollständigen Entladung der ersten Batterie.

**1012** Die mechanischen Bewegungen, Verdichtungen und Verdünnungen der Luft beim Durchgange eines elektrischen Funkens hat Töpler[3]) mittelst des Schlierenapparates verfolgt.

---

[1]) Paalzow, Pogg. Ann. **127**, p. 126, 1866*. — [2]) Villari, Atti della Accad. dei Lincei [3] 4, 1879*; Beibl. 4, p. 404*. — [3]) Töpler, Pogg. Ann. **134**, p. 194, 1868*.

Eine kleine Leydener Flasche wurde durch Verbindung mit einer Elektricitätsquelle, einer Influenzmaschine, unter Einschaltung einer Funkenbahn zwischen zwei Kugeln geladen und entlud sich zwischen zwei anderen einander nahe stehenden Kugeln unter Ableitung der äusseren Belegung. Von dem Entladungsfunken wurde durch ein Linsensystem ein reales Bild entworfen und hinter dasselbe das Objectiv eines nach dem Funken gerichteten Fernrohrs gestellt; der Ladungsfunken schlug vor dem Linsensysteme über. Dann erkennt man in Folge der zeitlichen Differenz zwischen den Funken in dem durch ersteren momentan erhellten Gesichtsfelde die durch den Ladungsfunken in der umgebenden Luft bewirkten Dichtigkeitsänderungen, wobei die Kante des analysirenden, einseitig in das Gesichtsfeld vor das Fernrohr geschobenen Diaphragmas des Apparates den Funken parallel ist. Hierbei erscheint, wenn die Zeitdifferenz zwischen den Funken Null ist, der Ladungsfunken unverändert; er zeigt auf der einen Seite eine dunkle, auf der anderen eine helle Linie. Er ist also im ersten Moment von einem Cylinder von sehr dichter Luft umgeben. Wird die Zeitdifferenz grösser, so erweitert sich der Cylinder auf 8 bis 10 mm Durchmesser und dann erscheint innerhalb desselben um den Funken ein zweiter, enger, der ausgedehnten Luft des Canals entsprechender Cylinder. Bei noch grösserer Zeitdifferenz $^{30 \text{ bis } 45}/_{100000}$ Secunden, erscheint der letztere, wenn der Durchmesser des ganzen Bildes 30 bis 40 mm ist, mit vielfachen, sehr feinen Ausbauchungen und Anschwellungen besetzt, welche bei Erweiterung des Bildes auf 80 mm (Zeitdifferenz $^{120}/_{100000}$) ungleich dick sind, so dass namentlich eine derslben in der Nähe der Kathode hervortritt, und bei immer grösseren Zeitdifferenzen sich in einzelne immer weniger zahlreich werdende Wolken auflösen, von denen wieder die eine nahe der negativen Elektrode die grössere ist.

Bei alternirenden Entladungen werden die Erscheinungen unregelmässiger; dann kann sich auch noch auf der anderen Seite des Funkenbildes eine starke Ausbauchung zeigen.

Der Grund dieser Erscheinungen dürfte sein, dass in Folge des Antriebes von den Elektroden aus Verdichtungs- und Verdünnungswellen in der Luft zwischen beiden Elektroden entstehen, in welchen abwechselnd die Luft auch nach der Seite ausweicht. Treffen bei fortdauerndem längeren Antrieb die Luftbewegungen wegen des stärkeren Impulses von der Anode aus in der Nähe der Kathode zusammen, so bildet sich dort eine grosse Ausbauchung. Zugleich breitet sich von der Funkenbahn seitlich in die Luft eine Erschütterungswelle mit abwechselnden Verdichtungen und Verdünnungen aus.

Mit diesen Erscheinungen hängen auch die folgenden zusammen. **1013**

Befinden sich fein vertheilte, schlecht leitende Pulver von Kreide, Magnesia, Semen lycopodii u. s. f. auf einer Metall-, Holz-, Papier- oder Glasplatte unter zwei an den Henley'schen Auslader geschraub-

ten Spitzen, so werden sie in Folge der Zerstäubung der Luft bei der Entladung aus einander geworfen [1]).

Schaltet man in den Schliessungskreis feuchte Schnüre ein, so werden die Pulver entsprechend der Zerstäubung der Luft in der Funkenbahn mehr oder weniger stark zerstäubt [2]).

Namentlich an der positiven Elektrode entsteht, z. B. bei Anwendung von schlecht leitendem Kohlenpulver, ein von Pulver entblösster Raum, da von jener aus die Entladung mit grösserem Antrieb ausgeht [3]).

Findet die Entladung in Pulver von Gaskohle statt, welches auf einer 2 cm breiten, 15 cm langen Glasplatte ausgebreitet ist, so bilden sich transversale Streifen von Kohle, welche in einem Abstande von 2 bis 3 mm von einander liegen [4]).

Aehnliche Schichtungen hat Zoch [5]) an Bronzepulver beobachtet, welches sich in einer beiderseits mit Korken geschlossenen Röhre befand, und einerseits durch einen Kupferdraht mit dem Conductor der Elektrisirmaschine, andererseits mit einem frei in die Luft geführten Draht verbunden war. Am negativen Pol wird das Bronzepulver am meisten angehäuft, an dem positiven entsteht ein freier Raum [5]). Diese Erscheinungen dürften der mechanischen Fortführung des Pulvers vom positiven Pol aus durch das zuerst austretende Büschel und dadurch stattfindenden Erschütterungswellen zuzuschreiben sein, wobei die Pulvertheile zugleich durch Influenz polarisirt werden und sich nach der Richtung der Röhrenaxe anziehen.

**1014** Bei dieser Zerstäubung schlechtleitender Pulver beobachtet man nach Antolik [6]) häufig neben der von Pulver entblössten Funkenbahn eine Anzahl ihr paralleler zarter Linien. Bei starker Verdünnung der Luft auf etwa 5 mm und darunter verschwinden diese Zeichnungen.

**1015** Die parallelen Linien erscheinen sehr deutlich, wenn man einen Funken zwischen zwei auf eine Glasplatte geklebten Stanniolspitzen, welche mit glattem Visitenkartenpapier überklebt sind, im Abstande von 5 bis 8 cm übergehen lässt, nachdem man die Glasplatte über einer Stearinkerze berusst hat. Dann zeichnet sich die Funkenbahn als helle, russfreie Linie ab, welche beiderseits von dunklen, von dem fortgetriebenen Russ gebildeten Linien eingefasst ist, denen wieder gekräuselte breitere Ränder, umgeben von einem dunklen Rande, und nochmals verwaschene hellere Ränder auf dem dunklen Grunde folgen. Legt man über die Glasplatte in 2 bis 3 mm Entfernung eine zweite, auf ihrer Unterfläche berusste Glasplatte, so entsprechen im Wesentlichen dunkle Stellen auf derselben

1) Abria, Ann. de Chim. et de Phys. **74**, p. 186, 1840*; Pogg. Ann. 53, p. 589*. — 2) Paalzow, Pogg. Ann. **127**, p. 137, 1866*. — 3) Du Moncel, Compt. rend. **37**, p. 995, 1853*; Notice sur l'appareil d'induction, p. 144, 1855*. — 4) Quet u. Seguin, Compt. rend. **48**, p. 338, 1859*. — 5) Zoch, Jahresber. des k. k. Realgymnasiums zu Serajewo 1879/80; Beibl. **4**, p. 741*. — 6) Antolik, Pogg. Ann. **151**, p. 127, 1874*; **154**, p. 14, 1875*.

den helleren auf der unteren Platte. Einer dunklen Linie folgt ein hellerer Saum, dann eine schwarze Linie, darauf eine strahlige Schicht, abgegrenzt von einer zweiten solchen Schicht durch eine dunkle Linie u. s. f. Zuweilen springt dabei der Funken von der einen Platte auf einer Strecke zur anderen über. Diese Erscheinungen sind mit dem nicht ganz geeigneten Namen das „Gleiten der Funken" bezeichnet worden.

Gewöhnlich ist dabei auf einer mit Schellackfirniss überzogenen, berussten Glastafel das der positiven Elektrode zuliegende Drittel der Funkenbahn zickzackförmig verästelt, während von den Biegungen des Zickzacks kegelförmige Ausstrahlungen ausgehen, mit einem dunklen Streifen in der Mitte. Das der negativen Elektrode zuliegende Drittel ist nicht verästelt, ohne kegelförmige Ausstrahlungen, mit einem hellen Streifen in der Mitte. Das mittlere Drittel ist breiter und besitzt in der Mitte einen breiten hellen Streifen mit breiten dunklen Säumen an den Seiten, dem weisse Streifen folgen [1]).

Auch beim Annähern einer berussten Glastafel an die Kugeln einer Holtz'schen Maschine beobachtet man das Gleiten der Funken; ebenso auf berusstem Papier, welches auf eine grössere Glasplatte gelegt ist [1]).

**1016** Die Parallelstreifen neben der Funkenbahn sind nach Mach [2]) durch die Erschütterung bedingt, welche die Luft von der Funkenbahn aus erfährt und die sich in Wellen nach den Seiten fortpflanzt. Sie lassen sich durch andere Explosionen ebenso gut hervorrufen [2]). Zeichnet man daher mit Goldfarbe dem Funken einen Zickzackweg vor, so erhält man, in Folge der Interferenz der Luftbewegungen, gekreuzte Figuren, deren helle V förmige Spitzen den Einbiegungen des Funkens, deren dunkle Λ förmige Einbuchtungen den Spitzen des Funkens gegenüberstehen.

Lässt man die Funken ein M beschreiben, so bemerkt man deutlich die Anhäufungen des Russes und hellen Stellen da, wo die von den einzelnen Theilen der Funken ausgehenden Schallwellen intensiver werden. Aehnliche Interferenzen zeigen sich, wenn man eine gerade Funkenbahn anwendet und zwischen die Glasplatten, zwischen denen die Entladung stattfindet, Scheidewände von Guttapercha einführt, gegen welche die Funken schräg gerichtet sind. Man erhält dann V förmige Streifen, gerade wie wenn ausser dem Funken noch das Spiegelbild desselben hinter der Scheidewand vorhanden wäre [2]).

Aehnlich erhält man, wenn im Brennpunkte einer berussten Ellipse ein Funken unter Geräusch überspringt, am anderen Brennpunkte einen scharf begrenzten, ganz russfreien Fleck.

Eine Deckplatte von Glas bewirkt auch noch durch Reflexion der Wellen Veränderungen der Figuren.

---

[1]) Peters, Pogg. Ann. 156, p. 397, 1875*; 158, p. 174, 1876*. — [2]) Mach und Wosyka, Wien. Ber. 72 [2], p. 44, 1875*; Pogg. Ann. 156, p. 407*. Weitere Literatur: Schneebeli, Carl's Rep. 11, p. 403, 1875*. Rosicky, Wien. Ber. 73 [2], p. 629, 1876*.

Die wesentlich der Akustik angehörigen Details waren hier nur in soweit zu behandeln, als sie für die Natur des Funkens selbst von Interesse sind [1]).

**1017** Auf photographisch mit salpetersaurem Silber präparirtem Papier sind keine Interferenzstreifen zu bemerken, wohl aber, wenn der Funken zwischen zwei dicht auf einander liegenden Glasplatten hindurchgeleitet wird. In dem opalisirenden Funkenstreifen ist eine Anzahl verschieden gefärbter Längslinien zu bemerken. — Werden die Glasplatten auf Metallplatten gelegt, so entstehen unregelmässige Gebilde.

Lässt man gleichzeitig zwei Funken an den beiden Enden einer innen berussten, $^1/_2$ cm weiten, 1 bis 7 cm langen Glasröhre überschlagen, so bilden die im Inneren derselben interferirenden Explosionswellen in der Mitte der Röhre einen schönen schwarzen Ring, welcher meist durch dunklere linienförmige Ringe in Unterabtheilungen zerfällt [2]).

Diese Erscheinungen sind ebenfalls secundär nur durch die von den Funkenstrecken ausgehenden Luftwellen hervorgerufen, und haben mit dem eigentlichen Vorgang der Entladung selbst nichts zu thun.

**1018** Stellt man diese Versuche in verdünnter Luft an, so kann man noch besser als in gewöhnlicher Luft die ungleiche Ausbreitung der positiven und negativen Entladung beobachten [3]).

Klebt man auf eine Glasplatte im Abstande von 46 cm zwei zugespitzte Stanniolstreifen, beklebt sie dazwischen mit glattem Visitenkartenpapier, welches man berusst und lässt in einem auf 10 mm Quecksilberdruck evacuirten Raum die Entladung einer positiv geladenen Flasche hindurchgehen, so erscheint von der positiven Elektrode ausgehend ein etwa $^2/_3$ der Funkenlänge einnehmender gerader Streifen, der gegen die negative Elektrode durch einen hellen Fleck scharf abgeschnitten, und von zwei ebenso weit reichenden Parallelstreifen eingefasst ist, welche ebenfalls in lichten Stellen enden. Im negativen Drittel entstehen nur sehr schwache Spuren derartiger Streifen und die Ladung ist verästelt. Die Ausgleichung der Elektricitäten scheint demnach an dem Ende des positiven Streifens stattzufinden. — Bei noch niedererem Drucke ist die Erscheinung verschwommen.

---

[1]) Weitere Versuche hierüber s. Mach u. Sommer, Wien. Ber. **75** [2], p. 101, 1877*, sowie Mach, Tumlirz u. Kogler, ibid. **77** [2], p. 7, 1878*, über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Funken- und Explosivwellen; Mach, Wien. Ber. **77** [2], p. 819, 1878*, über den Verlauf derselben; Mach und Gruss, Wien. Ber. **78** [2], p. 467, 1878*, Versuche unter Anwendung der Entladungsvorrichtung von v. Oettingen (§. 210), wobei die Zeit zwischen den beiden sonst fast gleichzeitigen Funken durch Einschaltung gut leitender Drähte verlängert wurde, Beobachtungen auch mit dem Schlierenapparat. Dabei wird auch die zweite Flasche unter Einschaltung von Flüssigkeitssäulen in eine dritte entladen; Mach u. Weltrubsky, ibid. p. 551, ähnliche Versuche mit Hülfe des Jamin'schen Interferenzapparates. — [2]) de Waha, Publ. de l'Inst. de Luxemb. **16**, p. 49, 1877*; Beibl. **2**, p. 188, 1878*. — [3]) Antolik, Wied. Ann. **3**, p. 483, 1878*.

Unterbricht man die Leitung durch eine Funkenstrecke, so nimmt die Ausgleichungsstelle einen grösseren Raum ein und nähert sich mit wachsender Länge jener Strecke immer mehr der negativen Elektrode.

Ist die Flasche negativ geladen, so rückt die Ausgleichungsstelle nach der positiven Elektrode hin, indess nicht regelmässig.

Bei Bedeckung der Glasplatte mit einer zweiten erleidet der mittlere Streifen keine Veränderung. Freie Elektricität lässt sich auf der Funkenbahn durch Mennige und Schwefelpulver nicht nachweisen.

Bei oscillirenden Entladungen werden die Erscheinungen unregelmässig.

Die Funken eines Inductoriums geben wesentlich dieselben Zeichnungen, wie die der Elektrisirmaschine.

**1019** Man hat auch untersucht, ob die Luft bei der Funkenentladung nach einer bestimmten Richtung fortbewegt wird. Liessen Warren de la Rue und Hugo Müller[1]) die Funken ihrer grossen Säule von 11000 Zellen in einem aus zwei aufeinandergeschliffenen Halbkugeln von Glas bestehenden Gefäss übergehen, zwischen dessen Hälften eine durchbohrte Glasplatte eingefügt war, in deren Oeffnung eine durchlöcherte Glimmerplatte eingekittet war, und wurde die eine oder andere Hälfte mit einem Manometer verbunden, so zeigte sich indess beim Durchgang des Funkens durch das Loch in der Glimmerplatte keine wesentlich verschiedene Zunahme des Druckes in der Nähe der einen oder anderen Elektrode.

**1020** Die in dem Funken geleistete Arbeit besteht wesentlich im Losreissen von Metall- und Gastheilchen von den Elektroden und in der Bewegung derselben und der von der Entladung getroffenen Gase.

Es wäre aber auch möglich, dass ein Theil der Arbeit auf die Bildung einer Art Polarisation, einer elektromotorischen Gegenkraft an den Elektroden verwendet würde.

Edlund[2]) hat eine derartige Polarisation in folgender Weise nachzuweisen gesucht.

Die Auffänger *A* und *B* einer Elektrisirmaschine, Fig. 281 (a. f. S.), werden mit einem Galvanometer *G* verbunden. Die Stromesbahn ist bei *C* unterbrochen. Zwischen den Punkten *E* und *F* der Leitung ist eine bei *D* unterbrochene Brückenleitung. Um zu starke statische Ladungen des Multiplicators des Galvanometers zu vermeiden, ist ausserdem vor dem Galvanometer noch ein Neusilberdraht *HI* als Nebenschliessung eingefügt und der Punkt *H* der Leitung mit der Erde verbunden. Wird die Maschine in Thätigkeit gesetzt und sind die Elektroden der Funkenbahn *D* so weit von einander entfernt, dass daselbst keine Funken übergehen,

---

[1]) Warren de la Rue und Hugo Müller, Proc. Roy. Soc. **29**, p. 281, 1880*; Beibl. **4**, p. 485*. — [2]) Edlund, Pogg. Ann. **134**, p. 337, 1868*, **139**, p. 353, 1870*. Sundell, Pogg. Ann. **125**, p. 422, 497, 1865*.

so zeigt das Galvanometer einen Ausschlag. Werden die Elektroden bei *D* einander genähert, dass sich ein Theil der Elektricitäten durch *D* in einem Funken ausgleicht, so nimmt, trotzdem jetzt nur ein Theil des elektrischen Stromes durch das Galvanometer fliesst, der Ausschlag desselben zu. Edlund nimmt daher an, dass sich an den Elektroden von *D* eine der ursprünglichen Elektricitätsströmung entgegengesetzte elektromotorische Kraft bildet, die sich nachher durch das Galvanometer ausgleicht.

Fig. 281.



Dabei vermindert sich die in einem Riess'schen Luftthermometer erzeugte Wärmemenge, welches neben dem Galvanometer in den Zweig *EGF* eingefügt ist, wenn die Kugeln *D* so weit einander genähert werden, dass Funken zwischen ihnen überspringen [1]).

Edlund nennt die so erzeugten Ströme Disjunctionsströme.

Wird an Stelle einer Influenzmaschine eine Batterie verwendet, so nehmen bei Verminderung des Druckes an der Funkenstrecke *D* die Galvanometerausschläge erst langsam bis zu einem „Wendedruck" ab, dann aber wieder zu und dann nochmals ab; letzteres nach Mebius [2]) in Folge der geringeren Funkendauer und oscillirenden Entladungen, wobei selbst die Ausschläge negativ werden können. Dieselben wachsen mit der Elektricitätsmenge des Hauptstromes, nehmen bei grösserer Dichtigkeit der Ladung der Batterie bei höheren Drucken ab und wachsen dagegen unterhalb des Wendedruckes. Sie wachsen bei niederen Drucken mit der Funkenlänge. Bei letzteren (0,2 mm) bildet sich ein Funken von 5 mm Länge nicht, wohl aber von 50 mm Länge, weshalb die elektromotorische Gegenkraft bei kleinen Funkenlängen grösser sein soll. Auch Guglielmo [3]) hat über diese Erscheinungen Versuche angestellt, indem er den Hauptstrom durch ein mit Condensatoren verbundenes Inductorium erzeugt, in die Zweige *CF* und *DF* die beiden Rollen einer Spiegelbussole in gleichem oder entgegengesetztem Sinne und in den Brückenzweig *EF* noch eine Chromsäurebatterie im einen oder anderen Sinne einschaltet. Unter der Annahme, dass in dem Funken bei *D* eine dem Ohm'schen Gesetze entsprechende Gegenkraft und ein Widerstand auftritt, berechnet er aus den ziemlich unregelmässigen Versuchen, dass der Widerstand des Funkens mit dem Luftdruck wächst, die Gegenkraft damit zunimmt, mit der gelieferten Elektricitätsmenge nicht bedeutend wächst, der Schlagweite

---

[1]) Edlund, Pogg. Ann. Jubelband, p. 261, 1874*. — [2]) Mebius, Oefvers. af k. Svenska Vet. Akad. Förh. 1883, Nr. 6*; Beibl. 8, p. 318*. — [3]) Guglielmo, Atti di Torino, 18, 1883*; Beibl. 8, p. 238*.

proportional und von der Grösse der Elektroden nahezu unabhängig ist. Die Gegenkraft ist der Reihe nach grösser bei Elektroden von Kohle, Kupfer, Messing, Quecksilber, Zink. Bei letzterem sind die Resultate unregelmässig.

Wird in den Zweig des Galvanometers eine Inductionsrolle eingeschaltet, so nimmt, wenn sich die Unterbrechungsstelle bei $D$ in Luft von höherem Druck befindet, der Ausschlag des Galvanometers ab, dagegen bei niederem Druck (1 bis 3 mm) zu. Zwischen beiden Drucken findet sich ein Wendedruck, bei welchem die Inductionsspirale nicht wirkt. Derselbe nimmt ab bei Steigerung des Selbstpotentials der Inductionsspirale und der Schlagweite bei $D$, und, falls eine Batterie für die Entladungen verwendet wird, wenn ihre Fläche oder Schlagweite bei $C$ vergrössert wird. Der Widerstand der Schliessung ausser der Doppelleitung $HI$ und $HGI$ ist ohne Einfluss. Danach geht bei höheren Drucken der dem Hauptstrome im Galvanometer und der Inductionsspirale entgegengesetzte, bei niederen der ihm gleichgerichtete in grösserer Quantität durch den Funken [1]).

Auch hieraus wird auf eine elektromotorische Gegenkraft an den Elektroden bei $D$ geschlossen, welche bewirken soll, dass der Funke bei $D$ später beginnt und früher aufhört, als der Entladungsstrom. Bei höheren Drucken ist die Gegenkraft bei $D$ der dem letzteren entgegengerichtete Entladungsstrom weniger geschwächt als der gleichgerichtete.

Es ist indess fraglich, ob diese Versuche wirklich die Existenz einer Gegenkraft beweisen. Gehen, wie ohne Anwendung der Inductionsrollen, in der Zeiteinheit beliebig viele, sehr kurz dauernde Entladungen, welche zusammen die Elektricitätsmenge $E$ mit sich führen, in gleichen Intervallen durch den Multiplicator, so misst die Ablenkung der Nadel des Galvanometers nur die Elektricitätsmenge $E$. Es ist nun nicht wohl abzusehen, wie diese Elektricitätsmenge, welche ohne die Leitung $EF$ direct von der Elektrisirmaschine geliefert wird und das Galvanometer durchfliesst, durch die Einfügung der Bahn $EDF$, in der sich doch ein Theil der Elektricitäten ausgleicht, vergrössert werden kann, da eine Polarisation bei $D$ doch nie grössere Elektricitätsmengen liefern kann, als die sind, welche sie erzeugen.

Es wäre wohl möglich, dass ohne die Nebenleitung $EDF$ zwischen den einzelnen Windungen des Galvanometers Funken übergehen und dadurch der die Windungen selbst durchlaufende Elektricitätsstrom vermindert wird; mit der Nebenleitung könnte zwar die zum Galvanometer fliessende Elektricitätsmenge insgesammt vermindert, indess wegen des Fortfalls jener Uebergänge doch die Wirkung derselben auf die Nadel grösser werden. Möglich wäre es auch, dass von den in den Galvanometerwindungen inducirten Extraströmen der eine sich durch die Funkenbahn ausgliche, der andere nicht, wobei, wenn neben der Funkenbahn noch die

[1]) Edlund, Mebius, l. c.



Parallelleitung *HI* vorhanden wäre, auch durch diese die Ausgleichung partiell stattfinden könnte.

**1021** Die im ganzen Schliessungskreise der Batterie geleistete Arbeit ist gleich der auf ihre Ladung verwendeten Arbeit. Wird also zu der Funkenbildung eine grössere Arbeit verbraucht, so muss die in dem übrigen Schliessungskreise geleistete Arbeit kleiner sein, also z. B. der Draht eines in denselben eingeschalteten Luftthermometers weniger erwärmt werden.

Entladet man eine Batterie bei gleicher Ladung einmal durch Annähern einer Spitze an die Kugel der inneren Belegung, wobei die Entladung langsam in Form einer Büschelentladung vor sich geht, dann durch Annähern einer zweiten Kugel, wobei die Entladung durch einen hellen Metallfunken vermittelt wird, so ist im zweiten Falle die Erwärmung des Luftthermometers im Schliessungskreise grösser. In dem Funken wird also weniger Arbeit geleistet, als in der Büschelentladung. Geschieht die Entladung bei langsamer Annäherung einer etwas abgerundeten Spitze bis zum Contact in einer Anzahl kleiner Funken, wobei die durch jeden Partialfunken entladenen Elektricitätsmengen kleiner sind, als bei der Entladung beim Annähern einer grösseren Kugel bis zum Contact, so ist ebenfalls im ersten Falle die Erwärmung des Luftthermometers kleiner, was wiederum zeigt, dass die bei der Entladung einer bestimmten Elektricitätsmenge in vielen kleineren Funken geleistete Arbeit grösser ist, als in wenigeren grossen.

Dieses Verhalten ist schon daraus zu entnehmen, dass, wenn bei der einmaligen starken Funkenentladung der Uebergang der Elektricitäten bei einem bestimmten Potential begonnen hat, die ganzen folgenden Elektricitätsmengen in dem veränderten Luftraume noch bei abnehmendem Potential übergehen, während, wenn die Entladung durch wiederholte Funken oder Büschel erfolgt, vor einer jeden einzelnen das frühere Potential wieder hergestellt werden muss.

Aus diesem Grunde hat man früher angenommen, dass die im Luftthermometer und also auch im ganzen übrigen Schliessungskreise erzeugte Wärmemenge um so grösser wäre, je kürzere Zeit die Entladung dauerte. Nach dem Obigen muss sie aber bei gleicher Ladung der Batterie ohne weitere Nebenumstände davon unabhängig sein und die oben gegebene Erklärung ist an die Stelle der älteren zu setzen.

**1022** Die Unterschiede der bei den verschiedenen Entladungsarten erzeugten Wärmemengen in der Schliessung zeigen sich nach Riess[1]) namentlich deutlich bei der Herstellung der elektrischen Pausen.

Einer einzölligen Kugel, welcher an den horizontalen Schenkel eines [illegible]förmigen, an dem Conductor der Elektrisirmaschine befestigten Drahtes geschraubt ist, wird conaxial ein in einem gleichseitigen Kegel von

[1]) Riess, Abh. I, p. 132*; Berl. Monatsber. 1856, p. 241 u. f.*

$7^1/_4$ Linien Seite endender Draht genähert. Der Kegel ist auf einen Kreis von $1^1/_4$ Linie Durchmesser abgestumpft, der ihn tragende Draht durch das Luftthermometer zur Erde abgeleitet. Bei der Entfernung $e$ der Elektroden in Zollen ergab sich die Erwärmung $w$ bei gleich schneller Drehung der Scheibe:

| $e =$ | 0,25 | 0,5 | 0,75 | 1 | 1,5 | 2 | 2,5 | 3 | 3,5 | 4 | 4,25 | 4,5 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $w =$ | 10 | 7 | 2 | 0 | 0 | 0 | 4 | 10 | 9 | 9 | 4 | 0 |

Zwischen $1^1/_2$ und 2 Zoll Abstand hören die Funken auf. Erscheinen dieselben bei Annäherung eines Brettes hierbei, so tritt sofort eine Erwärmung $w = 7$ auf.

**1023** Ueber die Arbeit bei Funkenentladungen allein hat Schwedoff[1]) einige Beobachtungen angestellt. Die innere Belegung der Batterie wird einmal mit dem Conductor der Elektrisirmaschine, dann durch einen dicken Kupferdraht mit der äusseren Belegung verbunden. In diesen Draht sind hinter einander zwei Funkenmikrometer I und II und ein Luftthermometer eingeschaltet. Vor letzterem ist der Schliessungsbogen mit der inneren Belegung einer Maassflasche verbunden. Bezeichnen I und II die Abstände der Kugeln der Mikrometer, so waren die Erwärmungen $w$ bei erfolgender Selbstentladung der Batterie, deren Rückstände kleiner als $^1/_{17}$ der Ladung waren:

| I | 0 mm | 1 | 2,1 | 3,1 | 4,0 | 0 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| II | 5 | 4 | 4 | 4 | 4 | 6 |
| $w$ | 11,6 | 10,1 | 10,0 | 9,5 | 8,4 | 11,5 |

Die Erwärmung $w$ im Luftthermometer nimmt also mit zunehmender Funkenlänge ab. Die Versuche genügen der Gleichung:

$$1{,}8\,x^{1/2} + 1{,}8\,y^{1/2} + w = 15{,}9 \ (15{,}5 \text{ bis } 16{,}2),$$

wo die ersten beiden Glieder die in den Funken erzeugten Wärmemengen angeben und die Gesammtwärme $W$ im Schliessungskreise constant ist.

Für einen 6 mm langen Funken wäre also die in der Leitung erzeugte Wärme 11,5, die im Funken 4,4 [2]).

**1024** Aehnliche Verhältnisse fand Riess[3]) beim Durchgange der Entladungen durch verdünnte Luft zwischen zwei ungleichen Elektroden.

Stehen in einem evacuirten Glascylinder zwei Messingkugeln ($a$) von $4^1/_2$ Linien Durchmesser oder zwei bis auf ihren Querschnitt von

---

[1]) Schwedoff, Pogg. Ann. **135**, p. 428, 1868*. — [2]) Aehnliche Beobachtungen über die Arbeit bei der Funkenentladung, wonach dieselbe in Kohlensäure, Luft, Wasserstoff cet. par. der Reihe nach immer schwächer ist, sich in der Nähe des Atmosphärendrucks nur wenig ändert und der Länge des Funkens proportional ist siehe Zomakio, Journ. de la Soc. phys.-chim. Russe 1881, p. 45*; Journ. de Phys. **16**, p. 416, 1881*; Beibl. **6**, p. 41*. — [3]) Riess, Abh. **1**, p. 125*; Berl. Monatsber. 1856, p. 241*.

Glas umgebene Platindrähte (*b*) von 1/2 mm Dicke oder ein solcher Platindraht und eine Messingkugel einander gegenüber, wobei der Draht einmal als positive ($c_+$), dann als negative ($c_-$) Elektrode bei der Entladung der Batterie durch den Apparat dient, so sind bei verschiedenem Luftdruck die Erwärmungen *w* eines Luftthermometers im Schliessungskreise:

| Druck | 1 | 5‴ | 10 | 20 | 40 | 80 | 100 | 120 | 160 | 200 | 240 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| *a* | 29,2 | 34,2 | 36,6 | 37,8 | 39,5 | 38,5 | * | — | — | — | — |
| *b* | 35,3 | 36,2 | 35,4 | 35,6 | 34,8 | 33,7 | — | 33,8 | 33,8 | 32 | * |
| *c* + | 23,4 | 26,9 | 30,9 | 30,4 | 30,2 | 30 | — | 30,3 | 30,7 | * | — |
| *c* − | 32,5 | 32,2 | 31 | 30,3 | 29,6 | 30,4 | — | 30,5 | 30,6 | — | — |

* bedeutet keine Entladung.

Bei den Kugeln (*a*) ändert sich also bei grösseren Drucken die Erwärmung kaum; erst bei Verminderung des Druckes unter 10‴ nimmt sie schnell ab, während sie bei den dünnen Platindrähten (*b*) umgekehrt mit wachsendem Druck etwas abnimmt. Im ersten Falle entsteht bei vermindertem Druck die länger dauernde Glimmentladung, im zweiten fällt die letztere fort, da die Elektroden sehr klein sind und die Dichtigkeit der plötzlich auf ihnen aufgehäuften Elektricität sehr gross ist [1]).

Ist bei den Versuchen (*c*) die Spitze negativ, so ist bei geringen Drucken die Erwärmung im Schliessungskreise grösser, als wenn sie positiv ist, da in verdünnter Luft zur Erzeugung der positiven Entladung an der Spitze eine grössere Arbeit erforderlich ist, als an der negativen.

Dies zeigen auch einige andere Versuche mit dem §. 592 beschriebenen Ventil, in welchem die Luft auf eine Linie Druck verdünnt war. War die Kugel des Apparates positiv oder negativ, so war die auf die Einheit der Ladung der Batterie berechnete Wärmemenge bei einem Abstande der Elektroden von *a*) 10 Linien, *b*) 32 1/2 Linien:

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| *a*) | Kugel (—) | 1,07 bis 1,10 | | Kugel (+) | 1,78 bis 1,87 |
| *b*) | „ (—) | 0,83 „ 0,84 | | „ (+) | 1,16 „ 1,18. |

Die Erwärmung ist also grösser, wenn der positive Entladungsstrom von der grossen zur kleinen Fläche geht [2]).

Der Rückstand der Batterie ist dabei unabhängig von der Richtung der Entladung, so dass hierin die Ursache der Erscheinung nicht zu suchen ist. Vielmehr beruht sie auf den bereits §. 580 angeführten Bedingungen.

Geht die Entladung von der Kugel zur Spitze, so erscheint ein helles Licht zwischen ihnen, während Kugel und Spitze nur schwach leuchten. Geht die Entladung von der Spitze zur Kugel, so erscheint ein heller,

---

[1]) Vergl. Riess, Ber. d. Berl. Akad. 1855, p. 400*. — [2]) Riess, Abh. 1, p. 137*.

breiter, röthlicher Lichtstreifen in der ganzen Länge des Glascylinders (weil sich nun die Kugel auf der ganzen Fläche vor der Entladung ladet).

In dichter Luft verschwinden auch hier die Unterschiede der Erwärmung bei verschiedener Richtung der Entladung. Dies zeigen sowohl die obigen Reihen $c_-$ und $c_+$, wie die folgenden Beobachtungen an dem letzt erwähnten Apparate bei verschiedenen Quecksilberdrucken $d$ in Pariser Linien. So ist:

| | $d = 1$ | 5 | 10 | 20 | 30 | 40 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| *a*) kleine El. + | 0,85 | 1,02 | 0,93 | 0,94 | 1,09 | 1,18 |
| *b*) kleine El. — | 1,28 | 1,13 | 0,96 | 0,96 | 1,08 | 1,19 |
| $b : a$ | 1,50 | 1,11 | 1,03 | 1,02 | 1,00 | 1,00 |

Im ersten Falle ist also die Erwärmung in der dichtesten, im zweiten in der dünnsten Luft am grössten.

**1025** Gehen bei Einschaltung eines Funkenmikrometers in eine Nebenspirale, in welcher durch die Batterieentladung Ströme inducirt werden, bei allmählicher Annäherung seiner Kugeln bei der „Schlagweite des Nebenstromes" Funken über, so wird die Erwärmung dadurch im Allgemeinen in dem inducirten Kreise vermindert, da wieder beim Funkenübergang eine Arbeit geleistet wird. Bei dem verschiedenen Verlauf der beiden beim Entstehen und Vergehen des inducirenden Stromes erzeugten Inductionsströme können indess verschiedene Antheile beider Ströme die Funkenbahn durchbrechen und dadurch die einfache Beziehung der Erwärmung $\vartheta$ zu der entladenen Elektricitätsmenge $q$ und der Oberfläche $z$ der Batterie $\vartheta = aq^2/z$ abgeändert werden, so dass die Constante $a$ abwechselnd steigende und fallende Werthe annehmen kann. So war bei Anwendung der grossen Inductionsscheiben bei Anbringung einer 0,4 m langen Funkenstrecke im Inductionskreise nach Riess[1]) z. B.:

| $z$ | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $q$ | 6 | 9 | 12 | 15 | 17 | 19 |
| $\vartheta$ | 9,2 | 14 | 17,2 | 20,3 | 28,7 | 26,7 |
| $a$ | 0,51 | 0,52 | 0,48 | 0,45 | 0,60 | 0,52 |

**1026** Bei der Entladung des Inductoriums gestalten sich diese Verhältnisse complicirter und sind schwerer zu übersehen, da in der Funkenentladung sich meist nur ein gewisser, schwer bestimmbarer Theil der vertheilten Elektricitäten ausgleicht.

**1027** Bildet sich ein einfacher Entladungsfunken, so entsteht ein mehr oder minder lauter Knall. Derselbe ist gebildet, indem die Luft aus einander geschleudert wird und in den luftentleerten Raum die umgebende

---

[1]) Riess, Reibungselekt. II, p. 285 u. s. f.*

Luft wieder eintritt. Der Knall ist um so intensiver, je schneller der Funken verläuft; er wird also bei Einschaltung von feuchten Schnüren und Wassersäulen in den Schliessungskreis schwach. Mit wachsender Dichtigkeit der Elektricität in einer Batterie und wachsender Elektricitätsmenge nimmt dagegen die Stärke des Knalles der Funken zu. Der Ton ist um so höher, je kleiner die Capacität des Leiters ist, von dem der Funken ausgeht [1]).

1028 Dieselben Erscheinungen zeigen sich an Inductionsfunken, deren Knall stärker ist, wenn die Enden der Inductionsrolle mit den Belegungen eines grossen Condensators verbunden sind.

Je schneller die Inductionsfunken bei gleichbleibender bewegter Elektricitätsmenge verlaufen, desto stärker ist das Geräusch, welches sie in der Luft erzeugen. Eine solche Verkürzung der Dauer des Funkens findet z. B. statt, wenn man seitlich gegen denselben bläst [2]) oder einen Magnet auf denselben einwirken lässt. Hierauf beruht u. A. die Beobachtung von Page [3]), dass beim Oeffnen des Schliessungskreises der Magnetisirungsspiralen eines Elektromagnetes der erscheinende Oeffnungsfunken um so kürzer und breiter wird und mit um so grösserem Geräusch überspringt, je näher das Oeffnen an den Polen des Magnets geschieht. Bei den Versuchen von Page betrug die Länge des Funkens hierbei 8 Zoll; der Knall beim Oeffnen war fast der eines Pistolenschusses. Entsprechend ist die Ladung eines Condensators, welcher in den Inductionskreis eingefügt wird, bei Einschaltung einer Funkenbahn grösser bei Unterbrechung des inducirenden Stromes zwischen den Polen [4]).

Beim Oeffnen des Stromes bildet sich zuerst in Folge des Extrastromes ein lebhafter Funken, welcher Veranlassung zur Bildung eines kleinen, eine gewisse Zeit dauernden Lichtbogens giebt, der noch eine partielle Schliessung des Stromkreises bewirkt. Wird der Strom aber in der Nähe der Magnetpole geöffnet, so wird dieser Bogen aus seiner Lage abgelenkt und dadurch zerrissen, so dass die Unterbrechung des Stromes viel schneller geschieht, als ohne Einwirkung des Magnetes. — Hierdurch wird die elektromotorische Kraft des dabei momentan auftretenden Extrastromes verstärkt. Da sich aber im Ganzen eine geringere Elektricitätsmenge entladet, als wenn die Entladung der im Inneren der Inductionsspirale befindlichen Elektricitäten andauert, so ist in einem geschlossenen Raume, in welchem der Funken entsteht, die Erwärmung eines eingesenkten Thermometers bei der Wirkung des Magnets kleiner [5]).

---

[1]) Priestley, Gesch. der Elektr., deutsch p. 479*. — [2]) H. Becquerel, J. de Phys. **4**, p. 206, 1875*. — [3]) Page, Sillim. J. [2] **10**, p. 349, 1850*; Phil. Mag. [4] **1**, p. 170*; Pogg. Ann. **107**, p. 458*. Rijke, Pogg. Ann. **89**, p. 166, 1853*. — [4]) Aehnlich Peirce, Phil. Mag. [5] **1**, p. 461, 1876*; Proceed. Americ. Acad. **11**, p. 218, 1875/76*; auch Trève, Compt. rend. **80**, p. 310, 1878*. — [5]) Trève, Compt. rend. **80**, p. 1587, 1878*.

In ganz gleicher Weise wird auch die elektromotorische Kraft des Oeffnungsstromes in einer Inductionsspirale, z. B. der eines Ruhmkorff'schen Apparates, vermehrt, wenn man die inducirende Spirale zwischen den Polen eines Magnetes öffnet; die zwischen den Enden der ersteren erscheinenden Funken werden dadurch bedeutend kräftiger und lauter.

Dieselbe verstärkende Wirkung des Magnetes zeigt sich nach Rijke, wie zu erwarten, auch für die physiologische Wirkung des Extrastromes.

**1029** Die Temperaturerhöhung der Elektroden der Funken, sowie die Zerstäubung und Erwärmung der Luft durch dieselben können zu einer Reihe von Bewegungserscheinungen Veranlassung geben, so zunächst zu einer vibrirenden Bewegung der Elektroden, zwischen denen sie entstehen.

Befestigt man zwei Kohlenspitzen an elastischen Drähten, welche sie eben durch ihren Druck zusammenhalten, so erscheint beim Einsetzen des Stromes zwischen den Spitzen zugleich mit dem Funken und Lichtbogen ein knatterndes Geräusch, wie von einer Reihe kleiner Explosionen. Die so erzeugten Vibrationen theilen sich den Drähten mit, und man kann sie an letzteren sowohl durch den Augenschein, als auch durch Berühren mit den Fingern deutlich wahrnehmen.

Legt man nach Paalzow[1]) in ähnlicher Weise auf ein mit dem einen Pol der Säule verbundenes dickes Kupferblech ein dünnes Platinblech, auf dieses ein halbringförmiges Stück Coakskohle, und senkt man in eine mit Quecksilber gefüllte Vertiefung des letzteren den zweiten Leitungsdraht der Säule, so geräth die Kohle in eine wiegende Bewegung. Dabei bilden sich Funken zwischen Kohle und Platinblech. Dünne Messing- und Kupferbleche zeigen die Erscheinung schwächer, andere dünne Bleche gar nicht. Löthet man das Platinblech auf das dicke Kupferblech, so erscheint die Bewegung nicht. Wird auf ein ebenes Stück Kohle ein Platinblech gelegt und werden beide mit den Polen der Säule verbunden, so bildet sich jedesmal an der Stelle, wo ein Funken auftritt, eine der Kohle zugewandte Erhebung des Platinbleches, wodurch das Blech auf die Seite fällt. Nun entsteht an einer anderen Stelle ein Funken und eine Erhebung des Bleches u. s. f.

Die Bewegungserscheinung rührt also von der Erwärmung der Elektroden an der Stelle her, wo ein Funken zwischen ihnen überspringt, und von der dadurch bewirkten Gestaltsveränderung. Wo diese nicht eintreten kann, z. B. beim Anlöthen des Platinblechs an ein dickes Blech, findet die Bewegung nicht statt.

Zum Theil können diese Bewegungen wohl auch durch die Ausdehnung der Luft bei der Bildung eines Funkens bedingt sein. Auch

[1]) Paalzow, Pogg. Ann. **104**, p. 413, 1858*.



kann sich zwischen den einander berührenden Körpern ein kleiner Lichtbogen bilden; indem sich dabei Theilchen von den Elektroden losreissen, können sie durch eine Art Reactionswirkung von einander getrieben werden [1]). Lässt man z. B. einen an einem Coconfaden aufgehängten horizontalen Metallstab, der durch einen in seiner Axe befestigten und in einen Quecksilbernapf tauchenden verticalen Draht mit dem einen Pol der Säule verbunden ist, mit sehr geringer Kraft gegen eine feste Spitze von Platin gegendrücken, so springt er jedesmal zurück, wenn die Spitze mit dem anderen Pol der Säule verbunden wird [2]).

**1030** Zuweilen können die durch die beschriebenen Ursachen erzeugten Bewegungen so schnell in regelmässigen Intervallen auf einander folgen, dass dabei Töne entstehen, die denen des Trevelyan-Instrumentes vollständig entsprechen. Rollmann [3]) hat hierbei als Träger Stücke von verschiedenen Metallen verwendet, welche oberhalb zu zwei Spitzen ausgearbeitet waren. Er hat darauf als Wieger einen Messingstab gelegt, der unten convex und oben concav war, oder auch prismatische Stücke von Gaskohle oder Gussstahl. Alle diese Körper hatten Stiele, welche auf einer Unterlage ruhten. An den Stielen war ein Draht befestigt, der in einen mit dem einen Pol der Säule verbundenen Quecksilbernapf tauchte. Der Träger wurde mit dem anderen Pol verbunden. Die Wieger geriethen ohne Erscheinen von Funken in Schwingungen. Je nach der Natur der Metalle, der Grösse der bei ihrer Erwärmung stattfindenden Ausdehnung, der Lage der Spitzen des Trägers, der Form, dem Gewicht und der Lage des Schwerpunktes des Wiegers sind die Oscillationen schneller oder langsamer.

Auch mit einem gewöhnlichen Trevelyan-Instrument gelingt dieser Versuch bei Verbindung des Trägers und Wiegers mit den Polen einer Säule. Die Metalle beider können hierbei beliebig gewählt werden [4]).

Nach Forbes [5]) tönt indess ein Trevelyan-Instrument, in welchem der Wieger oder die Unterlage aus Wismuth geformt ist, beim Hindurchleiten des Stromes nicht. Nach Reitlinger [6]) fehlt das Tönen namentlich bei stärkeren Strömen, tritt aber bei schwächeren Strömen deutlich hervor, ebenso, wenn der Apparat sich unter kaltem Wasser befindet. Auch tönt ein Wismuthwieger auf einer Unterlage von Antimon, oder umgekehrt ein Wieger von Antimon auf einer Unterlage von Wis-

---

[1]) Le Roux, Compt. rend. **48**, p. 579, 1858*; Pogg. Ann. **107**, p. 461*. — [2]) Moss (Pogg. Ann. **113**, p. 316, 1861*) beobachtete ein Tönen der gegen den Commutator eines kleinen magnetischen Rotationsapparates schleifenden Drähte. Bei demselben rotirte ein Elektromagnet durch abwechselnde Umkehrung der Polarität unter Einfluss des Erdmagnetismus. Das Vibriren der Drähte kann auch hier wohl durch die Funkenbildung auf dem Commutator hervorgerufen sein. — [3]) Rollmann, Pogg. Ann. **105**, p. 620, 1858*; Hallischer Jahresbericht 1850*. — [4]) Page, Silliman's Journ. [2] **9**, p. 105, 1850*; Pogg. Ann. **107**, p. 458*. — [5]) Forbes, Phil. Mag. [4] **17**, p. 358, 1859*; Pogg. Ann. **107**, p. 458*. — [6]) Reitlinger, Sitzungsber. der Wiener Akad. [2] **45**, p. 453, 1862*.

muth nicht, wenn der Strom vom Antimon zum Wismuth fliesst, wohl aber bei umgekehrter Stromesrichtung. Ebenso tönt ein Messingwieger auf einer Wismuthunterlage stärker, wenn der Strom von letztgenanntem Metalle zum Messing fliesst. Eine stärkere Temperaturerhöhung der Berührungsstellen von Wieger und Unterlage scheint also das Tönen zu verhindern, möglicherweise in Folge eines oberflächlichen Abschmelzens der Kanten, welches bei dem niedrigen Schmelzpunkt des Wismuths besonders leicht eintreten kann. Aus demselben Grunde tönt ein Wieger von Wismuth auf einer Zinnunterlage zuweilen, nicht aber ein Zinnwieger auf einer Wismuthunterlage, da die scharfen Kanten des ersteren im zweiten Falle leichter abschmelzen.

Von allen Metallen tönt indess Eisen am besten, und zwar wenn sowohl Wieger als auch Unterlage daraus bestehen; viel besser, als z. B. ein Eisenwieger auf einer Bleiunterlage. Auch dauert das Tönen unter dem auf 2 mm Quecksilberdruck evacuirten Recipienten der Luftpumpe fort; so dass es hier nicht von einer Zerstäubung der Luft herrühren kann.

Lässt man analog eine feine Nähnadel mit ihrer Spitze auf einer dicken Kupferplatte ruhen und leitet durch beide den durch einen Interruptor unterbrochenen Strom eines einzigen Bunsen'schen Elementes, so tritt gleichfalls ein Geräusch auf [1]).

Legt man einen Messingstab auf die Kanten zweier mit den Polen einer Säule verbundener verticaler Metallplatten, so geräth auch er ins Wackeln und fährt damit selbst beim Einsenken des ganzen Apparates in Wasser fort.

Forbes [2]) glaubte, da die Abkühlung hierbei jede Ausdehnung der sich berührenden Körper verhinderte, so müsste das Phänomen aus der abstossenden Wirkung der Elektricität beim Uebergang von einem Leiter zum anderen entspringen. — Indess wäre diese (zweifelhafte elektrodynamische) Kraft doch zu schwach zur Erzeugung der Bewegung. Sie kann ganz wohl durch die ungleiche Ausdehnung der Unterlagen, welche im Wasser freilich schwächer wäre als in der Luft, und durch Bildung von Funken und Lichtbogen an dieser oder jener Stelle bedingt sein.

**1031** Aehnliche Erscheinungen sind auch von Gore [3]) angegeben worden. Er legt auf zwei horizontale und parallele Metallschienen, die mit den Polen einer starken Säule verbunden sind, eine leichte Metallröhre von Zink oder einen eben solchen Stab. Dieselben rollen dann nach einem schwachen Anstoss in der Richtung der ihnen einmal ertheilten Bewegung weiter fort. Ebenso rollt eine dünne hohle Kupferkugel auf zwei concentrischen kreisförmigen Metallschienen, welche mit den Polen der Säule verbunden sind, im Kreise continuirlich herum.

---

[1]) Buff, Pogg. Ann. **124**, p. 84, 1864*. — [2]) Forbes, l. c. — [3]) Gore, Phil. Mag. [4] **15**, p. 519, 1858*; Pogg. Ann. **107**, p. 455*.

Dabei hört man beständig ein knackendes Geräusch und beobachtet bei dickeren Röhren Vibrationen mit Erzeugung von Tönen, im Dunkeln auch Funken, namentlich an den hinter dem bewegten Körper befindlichen Berührungspunkten mit den Schienen.

Die Richtung des Stromes ist hierbei gleichgültig, ebenso die Natur des Metalles. Indess tritt die Erscheinung um so weniger deutlich hervor, je besser das Metall der Kugel die Elektricität (und auch die Wärme) leitet. Bei Amalgamation der Oberflächen verschwindet sie [1]). Sie ist also jedenfalls hauptsächlich durch die Funkenbildung, die dadurch bewirkte etwaige Reactionswirkung auf die Elektroden, durch die stärkere Erwärmung der Contactstelle und die Expansion der daselbst befindlichen Luft bedingt.

1032 Kann sich die durch den Funken bewirkte Erschütterung der Luft anderen Körpern mittheilen, so können auch dadurch Töne hervorgebracht werden, wie dies Poggendorff [2]) beobachtet hat.

Zwei parallel neben einander liegende Drähte von je 100 Fuss Länge und 1 mm Durchmesser waren zu einer 5 Zoll langen Spirale von 5,5 Zoll Umfang aufgewunden. Diese Spirale wurde vertical aufgestellt; die nach unten gehenden Enden ihrer Leitungsdrähte wurden so mit den Polen eines Grove'schen Elementes verknüpft, dass der Strom desselben die beiden Drähte neben einander durchfloss. Ueber die Spirale wurden Röhren von verschiedenen, cylindrisch zusammengebogenen Blechen geschoben. Waren die Ränder der Bleche entweder mit einander, wenn auch nur an einer kleinen Stelle, verlöthet, oder berührten sie einander gar nicht, so tönten sie bei Unterbrechung des Stromes durch einen Wagner'schen Hammer nicht, mit Ausnahme von eisernen Blechen. Berührten aber die Ränder einander lose, so hörte man bei Röhren von Platin, Kupfer, Neusilber, Zinn, Messing, Blei, Eisen ein trockenes, schlagendes Geräusch, welches an der Berührungsstelle der Röhrenränder gleichzeitig mit den jedesmaligen Unterbrechungen, nicht aber bei den Schliessungen des Stromes durch den Wagner'schen Hammer auftrat. Bei den elastischeren Metallen wird zugleich hierbei die ganze Masse der Röhren in Schwingungen versetzt.

Mit verstärktem Aneinanderpressen der Röhrenränder nimmt die Stärke des tickenden Geräusches ab; der Ton wird dabei (z. B. bei Zinkröhren) höher. Hierbei ist es nicht die Vermehrung der Berührungspunkte, welche die Abnahme des Geräusches bedingt, denn wenn man eine Nähnadel zwischen die Ränder klemmt und sie dann mehr oder weniger stark zusammendrückt, zeigt sich das gleiche Verhalten.

Offenbar ist dieses Geräusch und die Tonbildung durch die bei der Unterbrechung des Stromes der Spirale in dem umhüllenden Blech

---

[1]) Le Roux, Compt. rend. 48, p. 579, 1858*; Pogg. Ann. 107, p. 461*. — [2]) Poggendorff, Pogg. Ann. 98, p. 193, 1856*.

erzeugten Inductionsströme hervorgerufen, denn alle Ursachen, welche die Intensität derselben vermehren und ihre Dauer abkürzen, z. B. Einschieben von Eisendrahtbündeln in die Spirale, verstärken das Geräusch: alle Ursachen, welche die Intensität der Inductionsströme vermindern und ihre Dauer vermehren, schwächen es, so z. B. das Einschieben einer geschlossenen Metallröhre zwischen die Spirale und das umgebende Blech. Aus demselben Grunde vermindert es sich, wenn man zwei ungleich weite, für sich einzeln tönende Röhren zugleich über einander über die Spirale schiebt, oder wenn man eine offene oder geschlossene Eisenröhre zwischen die Spirale und das tönende Blech einsetzt, da diese Röhre sich durch die Spirale, wenn auch sehr schwach, so doch im entgegengesetzten Sinne magnetisirt, wie ein hineingestelltes Eisendrahtbündel, und so bei der Induction der Spirale entgegenwirkt.

Der Grund dieses Tönens und Schlagens scheint nicht sowohl von der elektrodynamischen Abstossung der Röhrenränder, durch welche der inducirte Strom fliesst, bedingt zu sein, da sie zu gering wäre, um dickere Röhren, wie Zinkröhren von 2 Zoll Durchmesser und $2^1/_2$ Linien Blechdicke, in Schwingungen zu versetzen; er scheint im Wesentlichen derselbe zu sein, welcher auch die §. 1029 u. flgde. beschriebenen Schwingungserscheinungen und Tonbildungen durch einen continuirlichen Strom veranlasst. An den Rändern der Röhre bilden sich bei dem Durchgang des Oeffnungsstromes kleine Funken, welche die Luft und auch die Ränder der Röhre ein wenig von einander pressen und so in Schwingungen versetzen. Auch mag wohl die Erwärmung der einzelnen Berührungspunkte durch die Ströme die Bleche nach Art des Trevelyan-Instrumentes bewegen, indem sich dieselben nach jedem Inductionsstrome wieder abkühlen und zusammenziehen. Diese Schwingungen besitzen indess eine sehr geringe Weite; denn selbst bei 100 maliger Vergrösserung konnte man mittelst eines Mikroskopes keine Bewegung der Ränder der Bleche beobachten und ebenso wenig beim Einsenken derselben in Wasser eine Wellenbewegung des letzteren wahrnehmen.

Dass obige Erklärung die richtige ist, zeigen auch einige Versuche von Buff[1]), bei denen er die von einander abstehenden Ränder eines 50 cm hohen, 8 cm weiten, der Länge nach aufgeschlitzten Cylinders von 1,5 mm dickem Zinkblech in der Mitte einerseits mit einer kleinen auf einem Resonanzboden ruhenden Messingplatte, andererseits mit einer auf derselben aufstehenden Nähnadel verband. Wurde durch eine in den Cylinder gesenkte Spirale ein unterbrochener Strom geleitet, so hörte man deutlich das Geräusch zwischen der Messingplatte und der Spitze der Nähnadel. Derselben Erklärung entsprechend hört man das Geräusch, wenn man die Spirale aus zwei parallelen Drähten windet, das eine Ende des einen mit der Messingplatte und das andere Ende mit der auf der Messingplatte aufstehenden Metallspitze verbindet, und durch

[1]) Buff, Pogg. Ann. 124, p. 78, 1865.





den anderen Draht den unterbrochenen Strom leitet.. — Ist die Spitze fein, so bemerkt man bei nicht zu schnell auf einander folgenden Unterbrechungen deutliche Schwankungen in dem Erglühen derselben. Wird aber die Messingplatte und die Spitze des Drahtes stark amalgamirt, so ertönt kein Geräusch. Uebrigens hört man dasselbe schon bei einmaligem Oeffnen oder Schliessen des primären Stromes; Funken kann man dabei nicht wahrnehmen.

### 10. Leuchtdauer und Helligkeit der Funken.

**1033** Betrachtet man die Funken in einem Spiegel, welcher um eine ihnen parallele Axe rotirt, so erscheinet ein jeder bei sehr schneller Entladung der Elektricitäten als ein heller schmaler Lichtstreifen, der der ersten Metallentladung entspricht und von einem schmalen bläulichen, immer dunkler werdenden Saume eingefasst ist, welcher das Bild der der Metallentladung folgenden Lichthülle oder Gasentladung ist. Je mehr die Entladung verzögert wird, desto dunkler wird der helle Lichtstreifen, desto länger der blaue Schweif der Entladungsbilder, so also bei Einschaltung feuchter Schnüre in den Entladungskreis der Batterie, bei Entladung des Inductoriums.

Nach diesen Angaben ist die Dauer jedes einzelnen Funkens eine sehr verschiedene, von vielen nicht genau zu bestimmenden Nebenumständen abhängige, wobei auch noch event. die Oscillationen der Entladung in Betracht kommen.

**1034** Die Leuchtdauer des Funkens hängt von seiner wirklichen Dauer, der Zeit, innerhalb deren die glühenden Metalltheile sich unter die Glühhitze abkühlen[1]), und der Lichtempfindlichkeit des Beobachters ab. Die Bedingungen sind also äusserst complicirt.

Für die Entladung einer Batterie bei rein metallischer Leitung hat Wheatstone (Bd. I, §. 415) die Zeitdauer des Leuchtens des Funkens gleich $42 . 10^{-6}$ Secunden gefunden.

Ogden Rood hat dieselbe, wie bereits §. 941 erwähnt ist, bei einer Schlagweite von 2 mm zwischen Platinelektroden und einer Leydener Flasche von 114,4 Quadratzoll Oberfläche gleich $175 . 10^{-9}$, bei einer Flasche von 11 Quadratzoll Oberfläche gleich $4 . 10^{-8}$ Secunden gefunden.

**1035** Lucas und Cazin[2]) haben dieselbe in folgender Weise bestimmt. Eine Glimmerplatte ist auf photographischem Wege mit einer Kreistheilung in Doppelgraden versehen. Sie rotirt durch ein Räderwerk 100 bis 300 mal in der Secunde. Dicht vor ihr steht eine als Nonius

[1]) Diese zweite Beziehung ist von Riess besonders betont worden. Berl. Monatsber. 1872, p. 341*; Abhandl. II, p. 93*. — [2]) Lucas und Cazin. Compt. rend. 70, p. 923, 1342, 1870*; 74, p. 180, 1872*; Ann. de Chim. et de Phys. 26, p. 477, 1873*; Rapport, Compt. rend. 75, p. 66, 1872*.

dienende Glasplatte mit 6 Theilstrichen, deren Abstand $1^1/_6$ mal grösser ist als der der Striche der rotirenden Scheibe. Eine durch einen Motor bewegte Holtz'sche Maschine ladet eine Batterie von 1 bis 9 möglichst gleichen Flaschen von je 1243 qcm Oberfläche, deren Entladungsfunken vor dem Nonius zwischen zwei Metallkugeln überspringen. Das Licht derselben wird durch eine Linse parallel gemacht und geht durch den Nonius und die rotirende Scheibe zum Fernrohr. Da zwischen der Coincidenz zweier auf einander folgender Striche des Nonius mit einem Strich der Scheibe bei der grössten Rotationsgeschwindigkeit $23 \times 10^{-7}$ Secunden vergehen, bestimmt die Zahl der leuchtend erscheinenden Striche die Leuchtdauer des Funkens bis auf obigen Werth [1]).

Bei gut leitendem Schliessungsbogen (3,78 m von 0,9 mm dickem Kupferdraht) ergab z. B. sich bei einer Schlagweite von 2,29 mm zwischen Zinkkugeln von 11 mm Durchmesser und der Flaschenzahl $F = 1 - 9$ die Leuchtdauer $D$ in Milliontel Secunden:

| $F =$ | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $D$ | 7,5 | 11,8 | 16,0 | 19,3 | 21,5 | 23,8 | 25,8 | 27,5 | 28,6 |

Bei einer Batterie von 3 Flaschen und veränderlicher Schlagweite $l$ zwischen zwei Platinkugeln von 7 mm Durchmesser war:

| $l$ | 2 | 4 | 6 | 8 | 11 | 14 | 18 | 22 mm |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $D$ | 8,9 | 15,8 | 21,8 | 25,0 | 29,4 | 32,4 | 33,5 | 35,6 |

Bei Einschaltung verschiedener Längen $\lambda$ eines 0,338 mm dicken Messingdrahtes in den Schliessungskreis einer Batterie von 4 Flaschen bei 8 mm Schlagweite war:

| $\lambda$ | 0,14 | 2 | 5 | 10 | 20 | 30 m |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $D$ | 36,8 | 19,6 | 12,5 | 8,2 | 5,2 | 3,8 |

Die Leuchtdauer nimmt also langsamer zu als die Oberfläche der Batterie $F$, resp. die entladene Elektricitätsmenge, und bei gleicher Ober-

[1]) Bequemer als nach dieser Methode beobachtet man, wie bei den Versuchen von Feddersen (§. 196), die Zeitdauer des Funkens durch einen rotirenden Spiegel. Statt desselben wendet Holtz (Pogg. Ann. **157**, p. 596, 1876*; Gött. Nachr. 19. Mai 1880, p. 345*) eine 15 cm grosse Ebonitscheibe an, auf welcher in radialer Richtung die mit den isolirten Hälften der Rotationsaxe communicirenden Elektroden befestigt sind und die in schnelle Rotation versetzt wird. Das Funkenbild erscheint dann in der Richtung der Rotation verlängert.

Bei der Entladung der Leydener Batterie treten auch die Partialentladungen in Form von einzelnen, neben einander liegenden Funkenbildern auf, welche aus einem hellen, dem ersten Funken entsprechenden radialen Streifen bestehen, dem sich in der Rotationsrichtung das immer dunkler werdende Bild der dem Funken folgenden Gasentladung anschliesst.

Die Länge jedes einzelnen Funkenbildes, also zunächst des ersten der Hauptentladung entsprechenden, wächst, den früheren Betrachtungen gemäss, mit der Grösse der Oberfläche der Batterie bei gleich bleibender Schlagweite, nicht aber bei gleich bleibender Oberfläche mit wachsender Schlagweite, es ist länger bei Einschaltung von feuchten Schnüren u. s. f.

Mit der Länge des ganzen Funkenbildes nehmen auch die Längen der Bilder der einzelnen Partialentladungen ab.

Einen Apparat hierzu von Alfred M. Mayer, siehe §. 909 Anm.

fläche, als die Schlagweite, d. h. langsamer als die Dichtigkeit der Elektricität. Sie nimmt mit wachsendem Widerstande ab und hängt von der Natur der Elektroden ab. Bei verschiedenem Stoff der Elektroden war cet. par. die Leuchtdauer $D$:

| | Zink | Kupfer | Platin | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | | neu | alt | benetzt |
| $D$ | 248 | 157 | 52 | 149 | 94 |

Allgemein lässt sich danach die Leuchtdauer durch die Formel:

$$D = k\,\frac{(1 - a^F)\,(1 - b^S)}{1 + c\lambda^{4/5}}$$

darstellen, wo $k$, $c$, $a$ und $b$ Constante, $a$ und $b$ positiv und kleiner als Eins sind.

**1036** Bei Entladung einer Cascadenbatterie aus zwei Elementen, deren Belegungen die Oberflächen $F_1$ und $F_2$ haben, ergiebt sich die Leuchtdauer der Funken:

$$D = kl\left(\frac{F_1\,.\,F_2}{(F_1 + F_2)^2}\right)^n$$

wo $k$ und $n$ Constante sind, $l$ die Schlagweite der zu einer Batterie vereinten Batterien $F_1 + F_2$ ist.

So war z. B., wenn $k = 4$, $n = {}^3/_4$ gesetzt sind:

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $F_1$ | 7 | 6 | 5 | 4 |
| $F_2$ | 1 | 2 | 3 | 4 |
| $D$ beob. | 12,2 | 23,6 | 33,4 | 37,0 |
| $D$ ber. | 12,0 | 24,5 | 33,0 | 36,0 |

Für $m$ Batterien in Cascadenordnung, deren Oberflächen $F_1, F_2 \ldots$ sind, wird ebenso

$$D = kl\left(\frac{F_1 F_2 \ldots F_m}{(F_1 + F_2 + \cdots)^m}\right)^n$$

So war z. B., wenn $F_1 = F_2 \ldots$, $n = {}^4/_3$ war.

| $m =$ | 1 | 2 | 3 | 4 |
|---|---|---|---|---|
| $D$ beob. | 25,9 | 26,1 | 21,1 | 11,1 |
| $D$ ber. | 25,1 | 28,4 | 20,2 | 11,5 |

**1037** Bei einem Inductorium vermehrt sich nach Cazin[1]) die Dauer des Funkens bei gleicher Stromintensität mit dem Einschieben von massiven Eisenkernen, mehr noch von Eisendrahtbündeln in die Spiralen. Sie ist bei dem Durchgang durch Alkohol halb so gross, als durch Luft (bei Messung der Dauer des ersten Funkens), bei Wasser ist sie etwas kürzer als im Alkohol; und wird sehr abgekürzt bei Verbindung der Contact-

[1]) Cazin, Ann. de Chim. et Phys. [4] 17, p. 414, 1869*.

punkte (Platinspitze und Quecksilberfläche) mit den Belegungen eines Condensators.

Die Helligkeit der Funken wächst mit der Quantität der in ihnen entladenen Elektricitätsmengen, so lange man die Entladung als momentan ansehen kann. Dauert die Entladung eine längere Zeit, z. B. bei Einschaltung feuchter Schnüre, so werden die Funken dunkler (s. §. 1033). Die Helligkeit ist ferner abhängig von der Grösse der Batterie, der Natur des Gases zwischen den Elektroden u. s. f. **1038**

Versuche hierüber sind zuerst von Masson[1]) angestellt worden.

Eine Papierscheibe von 8 cm Durchmesser mit 60 gleich grossen, abwechselnd schwarzen und weissen Sectoren wird in einem schwarzen dunklen Zimmer in schnelle Rotation (200 bis 250 Umdrehungen pro Secunde) versetzt. Vor derselben schlagen zwischen den Kugeln eines Funkenmikrometers die Entladungsfunken einer Batterie von Franklin'schen Tafeln über. Die Sectoren der Scheibe erscheinen getrennt neben einander. Wird der Scheibe eine constante Lichtquelle, eine Carcel'sche Lampe, bis zu einer bestimmten Entfernung $E$ genähert, so verschwinden die Sectoren plötzlich. Bei verschiedenen Funken ist deren Gesammthelligkeit $H$ umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung $x$ der Lampe, resp. bei constantem Abstande der Lampe proportional dem Quadrate der Entfernung $y$ der Funken von der Sectorenscheibe. Der Beobachtungsfehler betrug etwa $^1/_{15}$ bis $^1/_{25}$.

Nach den Versuchen ist die Helligkeit $H$ der Entladungsfunken proportional der Oberfläche $s$, und umgekehrt der Dicke $e$ des Isolators der Batterie, sowie proportional dem Quadrat der Schlagweite $l$, und umgekehrt proportional der Länge $L$ des aus gleichem Draht gebildeten Schliessungskreises, also:

$$H = const\,\frac{l^2 s}{e L} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad \text{I}$$

Da aber die Schlagweite $l = Const\, q/s$ ist, wo $q$ die Quantität der Elektricität in der Batterie ist, so ist auch:

$$H = c \cdot \frac{q^2}{s \,.\, e L} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad \text{II}$$

wo $c$ eine neue Constante ist.

Die Helligkeit der Funken an der Unterbrechungsstelle ist also der an einer Stelle der ununterbrochenen Schliessung erzeugten Wärmemenge direct proportional.

Beispielsweise führen wir die folgenden Resultate an. So war z. B.:

I. bei gleicher Batterie:

| $l$ | 3,5 | 4,5 | 5,5 | 6,5 | 7,1 | 8,5 mm |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $y$ | 408 | 526 | 644 | 764 | 882 | 1001 |
| $y/l$ | 116,6 | 117,0 | 117,0 | 117,0 | 117,0 | 117,0 |

[1]) Masson, Ann. de Chim. et. de Phys. [3] **14**, p. 129, 1865*, **30**, p. 5*, **31**, p. 295, 1850*.

II. bei gleicher Schlagweite:

| | 22500 | 40000 | 60000 qmm |
|---|---|---|---|
| $s$ | 22500 | 40000 | 60000 qmm |
| $y$ | 314 | 420 | 514 |
| $y = 2.097\sqrt{s}$ | 315,2 | 419,4 | 511,8 |

Bei anderen complicirteren Versuchen wurde bei verschieden grossen Batterien die Schlagweite $l$ aufgesucht, bei der bei einer bestimmten Entfernung der Carcel'schen Lampe die Sectoren der Scheibe gerade verschwanden. Dann muss in Formel I $l^2 s = const$, also $l = c/\sqrt{s}$ sein. Es ergab sich ($c = 742$):

| $\sqrt{s}$ | 200 | 244 | 283 | 300 |
|---|---|---|---|---|
| $l$ beob. | 3.76 | 3,14 | 2,60 | 2,62 |
| $l$ ber. | 3,71 | 3.04 | 2,62 | 2,47 |

Bei Condensatoren von verschiedener Dicke $e$ und gleicher Oberfläche (300 mm im Quadrat) war z. B.:

| $e$ | 1,31 | 1,83 | 2,51 | 2,75 | 3,24 |
|---|---|---|---|---|---|
| $y$ | 679 | 589 | 518 | 459 | 409 |
| $const\ y.\sqrt{e}$ | 774,06 | 795,15 | 813,26 | 757,35 | 727,20 |

**1039** Werden in den Schliessungskreis der Batterie ausser dem Funkenmikrometer verschiedene Drahtlängen $\lambda$, $\lambda_1$ eingeschaltet, so nahm die Helligkeit im Verhältniss von $\lambda_0 + \lambda : \lambda_0 + \lambda_1 \ldots$ ab, wo $\lambda_0$ eine Constante ist.

Die Natur der Kugeln hat auf diese Beziehung keinen Einfluss, sie ändert nur die absolute Helligkeit in jedem einzelnen Falle; dieselbe ist am grössten bei amalgamirten Kugeln und grösser bei Kugeln von Zink, Zinn, Blei, als bei solchen von Kupfer, Messing, Eisen; grösser bei matten, als bei polirten Kugeln.

**1040** Bei anderen Versuchen wurden in den Schliessungskreis zwei Mikrometer eingeschaltet, das eine zwischen dem Conductor und der oberen Condensatorplatte, das zweite zwischen letzterer und einer Ableitung, die zunächst isolirt blieb, und wurde wieder der Abstand $y$ gemessen, damit die von dem Funken in einem der Mikrometer gelieferte Helligkeit auf der rotirenden Scheibe die gleiche war. Waren $l$ und $l'$ die Schlagweiten, so war $y/\sqrt{2ll'}$ nahezu constant (z. B. von 114 bis 130. 99 bis 118).

Bei Einschaltung von metallischen Widerständen blieb dieses Gesetz ungeändert. Wurde die Ableitung mit der Erde verbunden, so war der Werth $y/\sqrt{ll'}$ ebenso gross, wie vorher $y/\sqrt{2ll'}$.

Auch drei Funkenstrecken wurden in den Schliessungskreis eingefügt, von denen die dritte zwischen zwei in einen Ballon eingefügten Kugeln lag. Die Resultate waren weniger zuverlässig, entsprachen aber den früheren.

Im Allgemeinen soll sein, wenn $A$ und $k$ Constante, $R$ der Widerstand der metallischen Leitung, $l$, $l'$, $l''$ u. s. f. die Schlagweiten der

Funken in einem mehrfach unterbrochenem Kreise sind, 1) bei einem Funken $kl^2/y^2R = A$: 2) bei zwei Funken, a) wenn der Zwischenleiter zwischen ihnen isolirt ist, $2kll'/y^2R = A$, b) wenn er abgeleitet ist, für den ersten Funken $kl^2/y^2R = A$, für den zweiten $kll'/y^2R = A$; 3) bei drei Funken, a) wenn die beiden Zwischenleiter isolirt sind, $2kll'/y^2R = A$, b) wenn der zweite Zwischenleiter abgeleitet ist, für den zweiten Funken $2kll''/y^2R = A$, für den dritten $kll''/y^2R = A$, c) wenn beide Zwischenleiter abgeleitet sind, für den ersten Funken $kl^2/y^2R = A$, für den zweiten $kll''/y^2R = A$, für den dritten $kll'/2y^2R = A$.

Nimmt man in diesen Gleichungen den Werth $l'/l$, das Verhältniss der Schlagweiten oder Spannungen an der Unterbrechungsstelle und im Condensator heraus, so ist im Allgemeinen nach Masson die Helligkeit der Funken dem Quadrate der Quantität der Elektricität und der Spannung proportional.

**1041** Wie wir schon §. 994 erwähnten, bestehen die Metallfunken aus losgerissenen Theilchen der Elektroden, welche beide an der Funkenbildung theilnehmen.

Wegen dieser Beschaffenheit sind die Funken je nach der Natur des Metalls der Elektroden gefärbt. Sie sind zwischen Elektroden von Kupfer grünlich [1], zwischen Silberelektroden lebhaft grün [2], bei Zink bläulich, bei Messing blaugrün [3], bei Eisen röthlich [4].

Ihre Farbe tritt namentlich auch bei verzögerten Entladungen, bei Einschaltung von Halbleitern, nassen Schnüren, in den Batteriekreis oder bei Anwendung von schlechtleitenden Flüssigkeiten als Belegungen der Batterie hervor [5], da dann das Auge nicht so sehr durch die Helligkeit des Funkens geblendet ist.

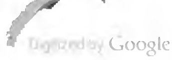
Zwischen feuchten Elektroden, mit Salzlösungen getränkten Dochten oder Capillarröhren, welche mit der Flüssigkeit gefüllt sind, erscheinen die Funken in der Farbe, welche die Lösungen beim Hineinbringen einer Flamme ertheilen würden.

**1042** Schlagen die Funken über ein heisses Ei, so sind sie gelblich roth, von der Farbe des glühenden Calciumdampfes, über Kochsalz und Holz u. s. f. sind sie gelblich u. s. f.

Geht der Funken über Kohlenpulver hinüber, so ist er hellgelb, über Schwefelsäure röthlich.

Auch die Natur des Gases, in welchem der Funken überspringt, ist von Einfluss [6], er ist grünlich in Aetherdampf [7], weiss in Kohlensäure

[1] Vergl. u. A. Hales, Phil. Trans. 45, p. 409, 1748*. Saxtorph, Elektricitätslehre 1, p. 225*. — [2] Singer, Elem. d. Elektr., deutsch p. 60, 1819*. — [3] Belli, Corso 3, p. 575*. — [4] Vergl. auch Priestley, Gesch. d. El., deutsch p. 484*. — [5] Holtz, Pogg. Ann. Ergbd. 7, p. 520, 1878*; Pogg. Ann. 160, p. 559, 1877*; Wied. Ann. 16, p. 367, 1882*. — [6] Singer, Elemente l. c. — [7] Ibid. p. 60*; vergl. auch Faraday, Exp. Res. Ser. 12, §. 1422, 1838*.



röthlich in Wasserstoff, in der Luft weiss, in Stickstoff purpurn und heller als in Luft, in Sauerstoff weisser als in Luft, in Chlorwasserstoffgas ist er fast weiss, in Leuchtgas theils grün, theils roth.

Für Inductionsfunken gilt dasselbe [1]).

**1043** Zerlegt man das Licht der Funken durch ein Prisma, so sieht man die dem Metall der Elektroden entsprechenden hellen Linien und die dem Gase, durch welches die Funken hindurchgehen, angehörigen Linien. Je nach der Temperatur der Funken, der grösseren oder geringeren Entwickelung der Lichthülle treten diese letzteren mehr oder weniger hervor.

Ist die Temperatur der Funken relativ niedrig, wie zwischen Lösungen von Kalk-, Strontian- und Barytsalzen, welche sich in Asbestdochten befinden, so können auch die Verbindungsspectra derselben auftreten. Ebenso können die Funken die Linien- oder die Bandenspectra der Gase zeigen, welche sich indess besser bei den reinen Gasentladungen in Entladungsröhren beobachten lassen.

**1044** Da bei relativ schwachen Entladungen die Metalltheile nicht durch die ganze Funkenstrecke hindurchgehen, so erscheinen die Metallspectra in gewissen Fällen nur in der Nähe der Elektroden.

Richtet man z. B. ein Spectroskop auf die zwischen zwei Kupferspitzen übergehenden Funken, so dass der Spalt desselben der Funkenrichtung parallel ist, so sieht man bei grösserer Entfernung der Elektroden ziemlich auf der ganzen Länge der Funken die Spectrallinien der Luft, nur in der Nähe der positiven Elektrode selbst erscheinen Kupferlinien. Bei grösserer Annäherung der Elektroden bleiben die Luftlinien an der negativen Elektrode bestehen. Bläst man gegen den Funken, so verlängern sich die Kupferlinien und auch die Luftlinien, so dass also die Lichthülle gleichfalls neben der Luft noch Kupfertheilchen enthält.

Mit amalgamirten Elektroden kann man ähnliche Beobachtungen anstellen [2]). Ebenso erscheint die Lichthülle bei einer positiven Elektrode von Aluminium bis auf eine gewisse Entfernung von letzterer grünlich.

Diese Erscheinungen haben mit der elektrischen Entladung als solcher nichts zu thun, und rühren von der höheren oder niederen Temperatur her, welche die von der Entladung durchzogenen Körper erhalten. Wir können deshalb auf ihre Betrachtung hier nicht näher eingehen.

**1045** Da man die Funken leicht zwischen zwei im Inneren von durchscheinenden Körpern befindlichen Elektroden erzeugen kann, so kann

---

[1]) Fabbri, N. Cim. 7, p. 182, 1858; Arch. des Sc. phys. et nat. N. S. 2, p. 58*. — [2]) Seguin, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 69, p. 105, 1863*; Mondes 19, p. 112, 1869*.

man dieselben hierdurch erleuchten, so Holz, Thon, Eier, Krystalle, die Hände [1]) u. s. f.

1046 Wie durch Sonnenlicht, wird auch durch das Licht der elektrischen Funken die Phosphorescenz in vielen Körpern, Kreide, Bergkrystall, Canton'schem Phosphor u. s. f., erregt [2]).

Diese Erscheinungen übergehen wir hier, da sie ebenfalls mit den eigentlichen elektrischen Erscheinungen nichts zu thun haben.

Bemerkenswerth ist, dass viele Körper, welche durch zu starke Erhitzung ihre Eigenschaft zu phosphoresciren verloren haben, z. B. geglühtes schwefelsaures Kali, Glaspulver, Adular, Flussspath, Schwerspath, frisch gebrannter Kalk, durch das Ueberschlagen der Funken über ihre Oberfläche wieder phosphoresciren; ebenso werden Substanzen, die sonst nicht für sich phosphoresciren, z. B. weisser Flussspath, nach dem Ueberschlagen der Funken phosphorescirend. Auch wenn man durch derartige in eine Glasröhre eingeschlossene Substanzen, Chlorophan, Kammmuscheln, Ossa Sepiae, welche z. B. in Schrotkörner eingebettet sind, den Entladungsschlag häufig hindurchgehen lässt, werden dieselben wieder beim Erwärmen phosphorescirend [3]), wobei wohl auch noch Funken zwischen den Schrotkörnern übergehen [4]).

## III. Entladungen auf der Oberfläche und im Innern von festen und flüssigen Körpern.

### 1. Ausbreitung der Elektricität und Entladungen auf und in festen schlechten Leitern. Lichtenbergische Figuren und Ringfiguren.

#### a. Entladungen.

1047 Wie zwischen und auf geladenen Leitern hat man schon sehr früh auf elektrisirten Nichtleitern Lichterscheinungen wahrgenommen.

Zuerst hat O. v. Guericke [5]) ein derartiges Licht an einer mit der Hand geriebenen Schwefelkugel gesehen. Dann bemerkte Hawksbee [6]), als

---

[1]) Cadogan Morgan, Phil. Trans. 75, p. 204, 1785*; Singer, Elektricitätslehre, p. 133*. — [2]) Vergl. hierüber Riess, Elektricität 2, p. 162 bis 167*. — [3]) Dessaignes, Delamétherie, J. de Phys. 68, p. 465, 1809*. — [4]) Pl. Heinrich, Phosphorescenz 2, p. 239, 1811*. Siehe auch Grotthuss, Schweigg. J. f. Chem. 15, p. 191, 1815*. Pearsall, Pogg. Ann. 20, p. 255, 1830*, 22, p. 570, 1834*. Biot u. Becquerel, Compt. rend. 8, p. 223, 1840*; Pogg. Ann. 49, p. 553*. — [5]) O. v. Guericke, Experimenta Magdeburg. Amstelod. 1672, neuer Abdruck, Leipzig 1881, p. 152*. — [6]) Hawksbee, Phil. Trans. 25, Juli bis Sept. 1706, Nr. 2*.

er im Dunkeln eine evacuirte Glaskugel mit der Hand rieb, einen Lichtschein, welcher der Hand folgte, indem die auf der Glaskugel durch die Reibung erregte Elektricität auf letztere überging. Näherte er die andere Hand der Röhre, so bemerkte er das Glimmlicht, welches die Hand bedeckte, und bei weiterer Annäherung einen Funken. Aehnliche Lichterscheinungen beobachtet man, wenn man in einer mit sehr verdünnter Luft gefüllten Röhre einen Quecksilbertropfen hin und her laufen lässt. Die auf dem Glase und in dem Tropfen bei ihrer gegenseitigen Reibung erregten entgegengesetzten Elektricitäten gleichen sich unter Auftreten von blauem Glimmlicht mit einander aus.

**1048** Berühren die Belegungen eines Condensators, z. B. zwei Metallplatten, das Dielektricum, eine Glasplatte, nicht vollständig, so gehen bei der Ladung Fünkchen von den Belegungen zum Glase und ebenso bei der Entladung. Dasselbe kann man beobachten, wenn man die Belegungen des Condensators mit den Polen eines Inductoriums verbindet. Zwischen mehreren Glasplatten, z. B. zweien, deren äussere Flächen mit Stanniolblättern belegt sind, springen hierbei beständig Funken über, durch welche ein zwischen die Platten gelegtes Jodkaliumpapier beiderseits gebräunt wird. Stellt man einer Metallplatte eine Metallspitze in solcher Entfernung gegenüber, dass bei der Verbindung beider mit den Enden der Inductionsrolle die Spitze nur schwach leuchtet, so tritt dieses Leuchten deutlicher hervor, wenn eine Glasplatte zwischen beide geschoben wird, und verwandelt sich bei weiterer Annäherung der Spitze an die Glasplatte in einen Funkenstrom, der sich in einer, den positiven Lichtenberg'schen Figuren (siehe weiter unten) ähnlichen Verästelung auf dem Glase ausbreitet.

**1049** Bei dem Uebergang der Funken von den Belegungen zu dem Isolator eines Condensators und umgekehrt wird die Oberfläche des ersteren verändert, wie die von G. Karsten[1]) zuerst beobachteten Hauchbilder zeigen.

Legt man auf eine wohlgereinigte Platte von Spiegelglas, Glimmer, Pech, welche auf einer Metallplatte ruht, einen recht erhaben geschnittenen Metallstempel oder eine Münze, und lässt eine Reihe Funken, zweckmässig unter Einschaltung eines Funkenmikrometers mit $^1/_2$ Linie von einander entfernten Kugeln vom Conductor zur Münze und von dieser auf den Rand der Metallplatte überschlagen, so erhält man beim Entfernen der Münze und Behauchen der Platte ein Bild der ersteren, ein sogenanntes Hauchbild. Bei Anwendung von Metallplatten, die mit Pech bestrichen sind, bedarf man hierzu nur weniger Umdrehungen der Scheibe der Maschine[2]). Die Art der Elektricität des Condensators ist dabei gleichgültig.

---

[1]) G. Karsten, Pogg. Ann. 57, p. 492, 1842*; weiter untersucht von Riess, Pogg. Ann. 69, p. 20, 1849*; Reibungsel. 2, p. 224 u. flgde.* — [2]) In Staub und

Statt der Metallplatten kann man auch Platten von allerlei anderen Stoffen, Glanzpapier, Holz, Horn u. s. f., statt der Stempel auch geschnittene Steine, auch z. B. einen auf Papier in Kupfer gestochenen Kreis verwenden.

Hierbei wird zunächst die obere Fläche der isolirenden Platte abwechselnd an den hervorragenden Stellen des Stempels geladen, wobei die Ladung bis zu einer gewissen Tiefe eindringt, und dann wieder entladen, so dass abwechselnd gerichtete Ströme in ihrer Oberfläche entstehen, welche dadurch mechanisch verändert wird.

Auch auf der unteren, an der Metallplatte liegenden Seite der isolirenden Platte, z. B. einer Glimmerplatte, finden an den erhabenen Stellen des Stempels ähnliche Ladungen und Entladungen statt, so dass auch hier ein, wenn auch meist weniger vollkommenes Hauchbild sowohl auf der Glimmerplatte, wie auf der Metallplatte [1]), entsteht. Am leichtesten bilden sich die Bilder auf Platin. Werden die Platten vollständig gereinigt, z. B. das Platin durch Glühen, Waschen mit concentrirter Schwefelsäure und Wasser und wiederholtes Glühen, so entstehen die Hauchbilder nicht: ein neuer Beweis, dass sie von mechanischer Veränderung der auf den Metallen angehäuften Oberflächenschichten herrühren, welche je nach dem Putzmaterial der Platte (Oel, Zinnasche bei Messing, Alkohol, Knochenasche bei Platin) verschieden sein können. Da diese Schichten durch die Entladungen entfernt werden, so kann sich auf den dadurch gereinigten Stellen der Platte, wenn sie z. B. aus Messing besteht, beim Einsenken in Kupfer- oder Silberlösung als negativer Elektrode das Metall der Lösung überwiegend niederschlagen.

Wird der Stempel auf den isolirenden Platten, z. B. Glimmerplatten, längere Zeit dem Funkenstrome des Conductors ausgesetzt, so ändert sich das Hauchbild und erscheint getrübt, in dem nun umgekehrt vom Stempel die condensirten Schichten losgerissen und auf die Platte übertragen werden.

**1050** An die Karsten'schen Hauchbilder schliessen wir die sogenannten Staubbilder an, welche, statt durch directen Uebergang, durch Influenz der Elektricitäten auf Nichtleitern entstehen.

Stellt man einen Metallstempel mit erhabener Schrift auf eine Pechfläche, lässt auf den Stempel aus dem Knopf der Leydener Flasche Elektricität strömen, am besten, indem man denselben einer feinen an dem Stempel befestigten Nähnadelspitze nähert, hebt den Stempel an einem isolirenden Griff ab und bestäubt die Pechplatte mit Mennige-Schwefel-

Rauch enthaltender Luft schlägt sich zuweilen sofort nach Abheben des Stempels auf der Platte der Staub und Rauch in Form eines Staubbildes nieder, welches mit der Zeit so stark wird, dass es schon ohne Behauchen sichtbar ist. Riess, l. c.

[1]) Karsten, Pogg. Ann. 58, p. 115, 1843*; s. auch Knorr, Pogg. Ann. 61, p. 569, 1844*.

pulver, so erscheint das Bild des Stempels, wenn die Flasche positiv geladen war, roth auf einem mit krausen gelben Figuren erfüllten Grunde und mit einem gelben Strahlenkranz umgeben; wenn die Flasche negativ geladen war, gelb auf rothem Grunde. Wird der Stempel vor dem Abnehmen leitend berührt, so sind die Figuren weniger deutlich [1]).

Nach der Farbe sind die Figuren durch die auf der Harzfläche durch Influenz angehäufte, der Elektricität des Stempels entgegengesetzte Elektricität gebildet, weshalb ein Ueberströmen der Elektricität des Stempels in diruptiven Entladungen bei zu starker Ladung vermieden werden muss. Deshalb gelingen auch die Figuren sehr gut bei Verbindung des Stempels mit dem einen oder anderen Pol einer trockenen Säule, wobei sie zwar verschieden gefärbt, aber sonst ganz gleich gestaltet erscheinen. Mit Lycopodiumpulver sind sie vollkommen gleich.

Erzeugt man die Staubbilder in verdünnter Luft unter der Glocke der Luftpumpe, so ist das Bild des Stempels ganz scharf auf bestäubtem Grunde.

Bei starker Elektrisirung des Stempels, z. B. bei Verbindung mit dem Conductor der Elektrisirmaschine in verdünnter Luft, erscheinen zuweilen die Bilder anomal gefärbt, indem dann direct Elektricität von dem Stempel auf die Pechplatte übertritt.

**1051** Auch zwischen zweien einige Millimeter von einander entfernten parallelen Glasplatten oder in einander geschobenen Glasröhren (bei den sogenannten Ozonröhren), welche ausserhalb mit Metallplatten armirt sind, geht bei Verbindung derselben mit den Polen eines Inductoriums, resp. mit den Conductoren der Influenzmaschine, deren Kugeln bis auf eine kleine Entfernung einander genähert sind, ein Strom von kleinen bläulichen Funken über, indem die Belegungen abwechselnd im einen oder andern Sinne geladen werden, durch Influenz die ungleichnamigen Elektricitäten auf den inneren Oberflächen der Glasplatten anziehen, während die ihnen gleichnamigen sich im Funkenscheine ausgleichen; dann aber entladen, wobei sich wiederum die vorher angezogenen Elektricitäten ausgleichen.

Streut man Schwefel-Mennige-Pulver auf die inneren Seiten der so verwendeten Platten, so kann man bei einseitiger Richtung der Entladungen ihre Ladung an den gebildeten rothen Flecken und gelben Sternen nachweisen. Bei abwechselnder Richtung zeigen beide Platten beide Arten von Figuren [2]).

**1052** Führt man einer Leydener Flasche continuirlich Elektricität zu, so gehen auch von dem Rande der positiven Belegung zu dem der negativen dauernd büschelartig verzweigte Entladungen über die Glaswand über; wobei, wie bei Verbindung eines Conductors mit einer freien

---

[1]) Riess, l. c. — [2]) v. Bezold, Pogg. Ann. 140, p. 146, 1870*.

Spitze, das mit der inneren Belegung verbundene Quadrantelektrometer einen festen Stand annimmt [1]).

Entladet man eine geladene Leydener Flasche im Dunkeln, so leuchtet auch der Rand derselben auf [2]); namentlich, wenn die Flasche einige Zeit geladen gestanden hat. Bei den positiven Flaschen der Holtz'schen Maschine beobachtet man diese Erscheinung sehr deutlich und bei jeder Entladung, selbst schon bei schwachen Ladungen; bei stärkeren tritt sie noch deutlicher hervor. Firnissen der unbelegten Theile mit einem sehr gut isolirenden Lack hindert die Erscheinung mehr oder weniger.

Dies rührt davon her, dass sich bei der Ladung von den Belegungen aus die beiden Elektricitäten derselben auch über die benachbarten Glasflächen verbreiten und nach der Entladung zu den Belegungen zurückströmen.

Durchschneidet man die Belegungen einer Leydener Flasche vielfach, oder bildet sie aus Feilspänen, so springen ausserdem zwischen ihnen bei der Ladung und noch deutlicher bei der Entladung überall Funken über, so dass die ganze Oberfläche von Blitzen durchzogen ist.

**1053** In verdünnter Luft hatte schon Nollet [3]) diese Erscheinungen beobachtet. Eine Flasche mit langem Halse war durch einen Metallhahn geschlossen, von welchem ein Draht in die Flasche ging. Der Boden derselben war mit Stanniol bedeckt. Wurde die Flasche nach dem Evacuiren geladen, so gingen helle baumförmige, leuchtende Blitze im Innern, namentlich auf der Glaswand von dem Metallhahn bis zu den Rändern der äusseren Belegung; ebenso erschienen sie beim Entladen. War der Draht unten spitz, so zeigte sich je nach der Natur der Elektricität daselbst ein Büschel oder Glimmlicht.

**1054** Sind die Belegungen der Condensatoren nicht gleich gross, belegt man z. B. eine reine Glastafel von etwa 36 cm Kante auf einer Seite mit Stanniol oder legt sie auf eine Blechscheibe, bringt auf die andere Seite eine kreisrunde Stanniol- oder Blechscheibe von etwa 10 cm Durchmesser und verbindet die Belegungen dieser Franklin'schen Tafel mit den Conductoren der Holtz'schen Maschine, welche sich durch die einander gegenüberstehenden Kugeln entladen, so bemerkt man bei jeder Entladung ein Aufleuchten des unbelegten Theiles mit hellen Strahlen. Diese Erscheinung ist schon lange unter dem Namen der elektrischen Rose bekannt. Da die unbelegten Theile der Glasplatte, wo sie der einen Belegung gegenüberstehen, ebenso geladen sind, wie die ihnen benachbarte Belegung, so kehrt die daselbst aufgehäufte Elektricität wieder zu letzterer bei der Entladung zurück. Ist die unbelegte Stelle zu gross, so

---

[1]) de Luc, Idées sur la météorologie, deutsch 1, p. 416, §. 517, 1787*. — [2]) Saxtorph, Elektricitätslehre, deutsch von Fangel, 1803, 1, p. 343*, auch Poggendorff, Berl. Monatsber. 11. Nov. 1867*; Pogg. Ann. 133, p. 152, 1867*. — [3]) Nollet, Recherch. p. 426, 1749. Priestley, Gesch. d. El., deutch p. 67*.

bleiben ihre Ränder dunkel, indem sich wahrscheinlich wesentlich von der leitenden Belegung aus die Elektricität über jene Stelle ausbreitet.

Die Verästelungen der Entladung auf dem Glase dürften von partieller Bindung grösserer Elektricitätsmengen an einzelnen Stellen in Folge der adhärirenden Feuchtigkeit herrühren.

1055 In verdünnter Luft bis zu 24 bis 30 cm Druck bleibt die Erscheinung unverändert, bei noch schwächerem Druck erscheint nur ein feiner Lichtschimmer an den Rändern der Belegung, bestehend an der positiven Belegung (namentlich sichtbar, wenn sie kleiner ist, als die andere) in kurzen hellen Lichtfranzen, an der negativen in einer dunkeln Zone, welcher ein blaues mildes, viel weiter, als die positiven Franzen ausgebreitetes Licht folgt.

1056 Um diese Erscheinungen dauernd zu erhalten, lässt Rossetti[1]) in trockener Luft zwischen den Conductoren der Holtz'schen Maschine Funken überschlagen, verbindet erstere aber zugleich mit zwei Drähten, deren einer mit der Belegung einer nur einerseits mit Stanniol beklebten Franklin'schen Tafel von 12 cm Durchmesser und 1,3 mm Dicke verbunden ist, deren anderer mit seinem Ende auf die unbelegte Fläche derselben aufgesetzt ist. Ist letzterer positiv und die Schlagweite der Funken klein (4 bis 5 mm), so erscheinen sehr häufig Funken und auf der unbedeckten Seite der Glasplatte bildet sich eine kreisähnliche Curve, die durch einen radialen, seine Stelle oft wechselnden Arm mit den Enden des Drahtes verbunden ist. Bei grösserer Schlagweite gehen nach aussen verzweigte Aeste von der Curve aus. Ist der Draht auf der unbelegten Seite der Platte negativ, so entsteht unter demselben ein heller Fleck, von welchem Verästelungen ausgehen, die mit wachsender Schlagweite immer weniger verzweigt sind.

Wird die unbelegte Seite des Glases behaucht, so hört die Erscheinung vorübergehend auf.

Statt der Holtz'schen Maschine kann man auch ein Inductorium verwenden[2]), von welchem fast ausschliesslich die Oeffnungsströme die Ladung der Franklin'schen Tafel bewirken.

1057 Die Ladungen der Ränder der Franklin'schen Tafeln können durch Bestäubung mit Mennige-Schwefelpulver nachgewiesen werden. Sie bestehen von den Belegungen ausgehend aus einer neutralen und einer entgegengesetzt geladenen Zone. Durch die vielfachen Influenzwirkungen beider Belegungen und des geladenen Glases werden die Erscheinungen complicirt.

Bei Franklin'schen Tafeln mit zwei verschieden grossen Belegungen wächst die Ausdehnung der neutralen Zone. Wenn die Grösse nicht

---

[1]) Rossetti, Nuovo Cimento [2] 7, p. 33, 1872*. — [2]) Rossetti, Nuovo Cimento 9, p. 135, 1873*.

zu verschieden ist, dehnt sich die neutrale Zone um die kleinere Belegung herum bis weiter zum Rande der grösseren aus [1]), worauf die noch grössere elektrische Zone folgt (wobei indess die Influenz der Belegung auf das Pulver mit zu beachten wäre). Auch die grössere Belegung ist von einer neutralen und elektrisirten Zone umgeben.

Diese Zeichnungen beruhen wiederum darauf, dass sich die freien Flächen des Isolators von den Belegungen aus laden, aber auch die auf jeder Seite derselben gestreuten Pulver durch die Elektricität der anderseitigen Belegung beeinflusst werden.

Nach dem Entladen einer Leydener Flasche entstehen auch beim Bestäuben der Ränder Figuren, welche sich daraus herleiten, dass nun entgegengesetzt Elektricitäten von den unbelegten Rändern der Belegung zuströmen.

1058 Es versteht sich von selbst, dass diese Entladungen auch mechanische Wirkungen und Wärme hervorrufen können. Wird daher eine Leydener Flasche bis auf ihre Zuleitungsdrähte in einen mit einem Manometer verbundenen Cylinder luftdicht eingeschlossen, geladen und dann entladen, so zeigt das Manometer eine Volumenzunahme der Luft im Cylinder an, die aber sofort wieder zum grössten Theil verschwindet. Dies geschieht auch bei sorgfältigster Vermeidung aller Funkenübergänge zwischen den metallischen Theilen der Belegungen. Ist die äussere Belegung der Flasche netzförmig durchschnitten, so ist die Volumenzunahme ziemlich unverändert, indem sich dafür die leuchtende Entladung am Rande weiter ausbreitet. Wird die Flasche durchschlagen, so ist dieselbe geringer. Von der Grösse der inneren Belegung ist sie unabhängig, wenn dieselbe gleich oder grösser ist, als die äussere. Ist sie viel kleiner, so wächst dieselbe. Im letzteren Falle wird wegen der Kleinheit der Belegung das Potential grösser, im anderen kleiner. Dem entsprechend breitet sich, wenn die innere Belegung kleiner ist, die leuchtende Entladung auf dem Rande vollständig aus, während bei gleichen Belegungen kurze lebhafte Funken entstehen, und wenn die innere grösser wird, die einzelnen Lichtblitze zwischen den Belegungen bald von der einen bis zur anderen übergehen. Mit wachsendem äusseren Widerstande nehmen die inneren Funken an Helligkeit und Ausdehnung ab. — Bei einer inneren Belegung von Quecksilber statt von Stanniol wird die innere Entladung stets cet. par. stärker; sonst treten dieselben Verhältnisse, wie bei Stanniolbelegungen auf [2]).

1059 Ist die eine Elektrode sehr klein, eine Drahtspitze, so breiten sich die beiden Elektricitäten von derselben auf dem ihnen gegenüberstehenden Körper ebenfalls verschieden aus.

---

[1]) Villari, Mem. di Bologna [4] 2, p. 101, 1880*; Beibl. 5, p. 460*. Weitere Ausführungen dieses ziemlich secundären Gegenstandes siehe Villari, ibid. [4] 3, 11. Mai, 10. Nov. 1882*; Beibl. 7, p. 782*. — [2]) Villari, l. c.

So erscheint auf Glas- oder Harzplatten, auf deren eine Fläche man eine Metallspitze aufsetzt, welcher man den Knopf einer geladenen Leydener Flasche nähert, namentlich wenn die Platte auf einer abgeleiteten Metallplatte aufliegt, welche die der oberen Fläche zugeführte Elektricität bindet, bei Zufuhr von positiver Elektricität eine mehr strahlige Lichtfigur, bei der von negativer eine mehr abgerundete, bläulich leuchtende Scheibe.

Dass diese Figuren auf Krystallflächen elliptische Gestalt annehmen, haben wir bereits Bd. II, §. 77 erwähnt.

**1060** Wie in der Luft, ist auch auf der Oberfläche von Dielektricis meist ein grösseres Potential zur Entladung der positiven Elektricität erforderlich, als zu der der negativen; nur in gewissen Fällen zeigen sich Ausnahmen. Klebt man analog zwei gabelförmige, je in eine Spitze und in eine Scheibe endende Stanniolstreifen $C$ und $D$, Fig. 282, so auf eine Ebonitplatte, dass je Scheibe und Spitze bei $a$ und $b$ einander gegenüberstehen und ist die Gabel $C$ mit dem positiven Pol einer Influenzmaschine, $D$ mit der Erde verbunden, so springen die Funken bei $b$ über; ist $C$ negativ, bei $a$; so dass wiederum die positive Elektricität stets von der stärker gekrümmten Fläche zur schwächer gekrümmten übergeht [1]).

Fig. 282.

Fig. 283.

Nur bei grosser Nähe der Elektroden kehrt sich die Erscheinung um [2]), offenbar in Folge der durch die Influenz geänderten Dichtigkeit auf den Scheiben.

Bestreut man die Platte mit Mennige-Schwefelpulver, so bilden sich an beiden Enden der positiven Gabel $C$ positive Lichtenberg'sche Figuren (s. w. u.), die Enden der negativen bedecken sich mit Mennige. Dabei sind die Figuren an der Seite, wo der Funken erscheint, viel verkümmerter, als an der anderen, wo also eine stärkere Büschelentladung auftritt. Wird die Gabel $C$ negativ, so sind die Figuren weniger deutlich.

Enden die Gabeln in Ringen und in Spitzen, welche in der Mitte der ersteren aufgesetzt sind, Fig. 283, so geht wiederum bei positiver Ladung von $C$ der Strom bei $b$ über [1]).

Legt man zwei concentrische Drahtringe um eine in ihrem Centrum befindliche Spitze, und verbindet den grossen Ring mit derselben, so geht bei positiver Ladung der beiden letzteren der Funken von der Spitze zum mittleren Ring, bei negativer vom mittleren zum grossen

[1]) von Bezold, Sitzungsber. d. königl. Münchener Akad. 1880, p. 624*. Wied. Ann. 11, p. 793*. — [2]) Doubrava, Elektrische Zustände, p. 25*.

Ring. Wird in die Schliessung eine Büschelentladung eingeführt, so leuchtet im ersten Falle der Raum zwischen Spitze und Mittelring, im zweiten erscheint nur an der Spitze ein leuchtender Lichtschein. Wird zwischen die Spitze und die Ringe ein Kartenblatt gebracht, so erleuchtet sich der Raum zwischen den Ringen [1]).

**1061** Bewirkt man bei diesen Versuchen, dass die negative Entladung bei einer geringeren oder einer ebenso grossen Elektricitätszufuhr beginnt, wie die positive, so bilden sich, wie in der Luft (§. 815), beide Büschel fast gleich aus.

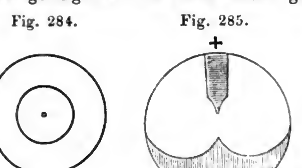


Fig. 284. Fig. 285.

So sind zwischen zwei auf Papier geklebten Stanniolblättern (Fig. 285) beide Büschel fast gleich gestaltet, indess ist das negative Büschel kürzer. Zwischen einem Ringe und einer Spitze tritt dasselbe ein, nur ist, wenn die Spitze negativ, das Büschel klein, wenn sie positiv ist, gross. Ebenso verhält es sich mit einer Spitze inmitten einer Kugel von Drahtgeflecht [2]).

**1062** In einzelnen Fällen ändert auch die Natur des Dielektricums, auf welchem die Büschel entstehen, ihre relative Ausbreitung ab.

Bringt man auf die entgegengesetzten Seiten eines Kartenblattes zwei einander gegenüberstehende Spitzen, so ist in der Luft (auch in Sauerstoff), wie gewöhnlich, das positive Büschel länger. Tränkt man die Karte mit Olivenöl, ist umgekehrt das negative Büschel lang und buschig, der positive kleiner und sternförmig [3])

**1063** Befinden sich über einer Glasplatte zwei mit den entgegengesetzt geladenen Conductoren einer Elektrisirmaschine oder einer Batterie verbundene Spitzen oder Kugeln, so kann bei der Entladung der Funken auf der Oberfläche der Dielectrica übergehen. Dabei wird sie daselbst zersetzt und rauh; sowohl durch die mechanische, wie durch die thermische Wirkung der Funken, durch welche die Silicate des Glases zersetzt, Alkalien verflüchtigt werden [4]) und Kieselsäure zurückbleibt [5]). Man beobachtet dabei neben der centralen, tief eingegrabenen Zone eine Reihe von Nebenzonen von mehr oder weniger zersprengtem Glase, welche theils durch die verschieden heissen Schichten des Funkens, besonders aber wohl, wie die Erscheinungen bei dem Gleiten der Funken, durch Erschütterungswellen gebildet sind [6]).

---

[1]) Doubrava, Elektr. Zustände, p. 25*. — [2]) Doubrava, ibid. p. 26*. — [3]) Doubrava, ibid. p. 28*. — [4]) Simon, Gilb. Ann. 30, p. 57, 1808*. Cavallo, Elektricitätslehre, deutsch p. 172, 1779*. — [5]) Priestley, Geschichte der Elektricität, deutsch p. 473, 1772*. — [6]) Vergl. hierüber ausführliche Be-

Bei verschiedenen Ladungen $q$ und Zahlen $z$ der Batterieflaschen sind nach Villari die Quadrate der Durchmesser $D$ der mittleren Zone der Funkenbahnen, also die Querschnitte bei gleichem Potential $q/z$ etwa den Ladungen $q$ proportional; z. B. wenn $q = 1 - 24$, $z = 4 - 96$ war, betrug $D^2/q$ von 0,23 bis 0,30.

So werden oft die Funkenentladungen über den Rand der Leydener Flaschen in denselben eingegraben.

Ist dabei die Glasfläche, über welche der Funken geht, mit einer mit einem Gewicht belasteten Elfenbeinplatte bedeckt, so wird das Glas event. zu feinem Pulver zersprengt. Ist die Glasplatte sehr dick, so irisirt sie in Folge der Abblätterung dünner Stücke [1]). Die auf dem Glase verzeichnete Funkenbahn leitet die Elektricität [2]).

Haucht man auf eine Glimmer- oder Pech- oder Glasplatte, über welche zwischen Spitzen ein Funken gegangen ist, so erscheint die Funkenbahn hell auf der trüb angehauchten Fläche. Bespülen mit einer Flamme ändert die Figuren nicht, welche Jahre lang bei neuem Behauchen wieder erzeugt werden können. Lässt man ebenso Funken von einer Spitze auf eine polirte Gold- oder Silberplatte überschlagen, so erscheint auf der behauchten Fläche ein heller spiegelnder Kreis um die Funkenstelle. Positive und negative Elektrisirung des die Funken liefernden Conductors wirken ganz gleich [3]).

**1064** Bei hinlänglich grosser Potentialdifferenz zwischen den Elektroden kann die Entladung sogar durch das Innere von festen Nichtleitern hindurchgehen.

So kann Glas durch den Funken durchbohrt werden. Man füllt eine Kugel von dünnem Glase mit Wasser, Quecksilber oder Eisenfeilen, verbindet letztere mit der einen Kugel eines Henley'schen Ausladers und bringt die andere Ausladerkugel an die Oberfläche der Glaskugel. Bei der Entladung wird die Kugel in einem Loche durchbohrt, von welchem radiale Risse ausgehen. Sind im Glase Luftblasen, so geht die Durchbohrung vorzüglich durch letztere hindurch [4]).

Füllt man eine Glasflasche mit Olivenöl, steckt durch den Kork einen im rechten Winkel gebogenen Draht, dessen unteres Ende nahe

---

obachtungen von Villari, Atti della R. Accad. di Napoli [2] **1**, 7. April 1883*: Beibl. **7**, p. 786*.

[1]) Henley, siehe Cavallo, l. c. — [2]) Wenn Villari (Mem. di Bologna [4] **4**, 10. November 1882*; Beibl. **7**, p. 788) beobachtete, dass versilberte Glasplatten viel leichter von einer durch die Silberbelegung geleiteten Entladung zersprengt werden, als unbelegte, auch wenn sie noch mit einer zweiten Glasplatte bedeckt sind, so stimmt dies völlig mit den alten Erfahrungen über die mechanischen Wirkungen von zersprengten Drähten und Metallblättern (vergl. Bd. II, §. 448). Amalgamirte Glasplatten werden weniger leicht zersprengt, jedenfalls weil eine grosse Arbeit auf die Verdunstung des Quecksilbers verwendet wird. — [3]) Vergl. Riess, Pogg. Ann. **43**, p. 85, 1838*. — [4]) Beccaria, Elettric. art. p. 142*.

der Wand der Flasche liegt, und der oben an den Conductor einer Elektrisirmaschine gehängt ist, und nähert der Aussenfläche der Flasche die Hand oder eine Metallkugel, so schlägt ein Funken über, welcher das Glas durchbohrt [1]).

Steckt man zwei Drähte conaxial in ein Stück Holz, so dass ihre Enden in kleiner Entfernung darin einander gegenüberstehen, so wird es durch eine starke Funkenentladung zwischen ihnen zertrümmert [2]).

**1065** Auch eine Glasplatte, welche zwischen die einander gegenüberstehenden Kugeln des Henley'schen Ausladers gebracht wird, kann durch einen Entladungsfunken durchgeschlagen werden [3]). Man muss hierbei nur Sorge tragen, dass der Funken nicht seitlich über die Oberfläche des Glases hinübergeht. Zur sicheren Anstellung dieses Versuches bedient man sich nach Holtz [4]) eines dickwandigen, 12 Zoll langen Glasrohres von etwa 1 Linie innerem, $^2/_3$ Zoll äusserem Durchmesser, welches, an seinem einen Ende vollkommen eben geschliffen, auf eine Spiegelplatte mittelst eines Gemisches von 2 bis 3 Thln. venetianischem Terpentin und 1 Thl. Schellack aufgekittet ist. In dem Rohre verschiebt sich ein genau hinein passender Draht, der oben etwas herausragt. Mit letzterem Ende schraubt man den Draht in den Conductor oder versieht ihn daselbst mit einer fest an letzteren gelegten Kugel. An die Hinterfläche der Glasplatte wird eine mit dem Erdboden verbundene Kugel angelegt. Die Entladung erfolgt, event. ohne Geräusch mit einem sehr hellen Funken durch das Glas, wenn dasselbe überhaupt durchbrochen wird.

Man kann auf diese Weise leicht Glasplatten von 3 bis 4 cm Dicke durchbohren [5]).

Häufig werden auch die Wände der Leydener Flasche von einem Funken durchbohrt und sind dann unbrauchbar.

Statt der Elektrisirmaschine kann man auch ein Inductorium verwenden und damit bis zu 6 cm dicke Glasplatten durchbohren [6]). Dabei hört man kaum ein Geräusch.

**1066** Mit Verlängerung des Schliessungsbogens wird die Fähigkeit des Funkens, das Glas zu durchbohren, verringert, indem dabei die Oscillationsdauer wächst [7]), also die Dichtigkeit der Entladung in jedem Moment und die Schlagweite abnimmt.

---

1) Singer, Elemente, deutsch p. 101, 1819*; ganz ähnlich ohne Oel Holtz, Berl. Monatsber. 1876, p. 486*. — 2) Beccaria, Elettric. art., §. 592. — 3) Beccaria, Elettric. art. p. 142*. — 4) Holtz, Pogg. Ann. **116**, p. 507, 1862*, **130**, p. 118, 1867*; ein ähnlicher Apparat von Terquem und Trannin, J. de Phys. **4**, p. 120, 1875*. — 5) Kastner (Lichtenberg's Magaz. VII, 1792, St. **2**, p. 5) durchbohrte schon Glasplatten bis zu $^1/_3$ Zoll Durchmesser. — 6) Faye, Compt. rend. **53**, p. 684, 1868*; du Moncel, Recherches sur la Non-Homogenéité de l'étincelle etc. p. 28*. — 7) Feddersen, Pogg. Ann. **112**, p. 458, 1861*.

Deshalb hat schon Nairne[1]) gerathen, Batterien nur durch lange Leiter zu entladen, um das Zerspringen der Flaschen zu verhüten.

**1067** Die Glasplatten sind nach dem Durchgange des Funkens entweder nur an einer Stelle von einem kleinen Loche durchbohrt, oder es zieht sich, namentlich bei grösserer Dicke, eine Anzahl von Rissen hindurch, Röhrchen, die zuweilen bei starken Entladungen mit Glasstaub erfüllt sind und welche die verästelte Bahn des Funkens bezeichnen, deren Zweige alternirenden Entladungen angehören können. Auch der Kitt, mit dem der Zuleiter auf der Glasplatte befestigt ist, zeigt strahlige Furchen[2]). Dabei wird in Folge der Compression das Glas doppelbrechend und giebt zwischen zwei gekreuzten Nicol'schen Prismen Farbenerscheinungen.

Nach Quincke[3]) sollte hierbei die ungleiche elektrische Ausdehnung des Glases die Zersprengung bewirken.

Porcellan wird ebenso schwer, wie Glas, Hartgummi, frisch geschmolzene und dadurch von Rissen befreite Platten von Harz, Schwefel, Siegellack werden leichter durchbrochen als Glasplatten. Abwechselnd aus Harz und Glas geschichtete Körper werden um so schwerer durchbrochen, je zahlreicher und je dünner die Schichten bei derselben Gesammtdicke sind.

Kittet man Glasplatten mit Harz fest zusammen und lässt die Entladung parallel den Glasflächen hindurchgehen, so verweilt sie meist in der Schicht, auf welche sie zuerst aus der Spitze übergeht. Sind Risse vorhanden, so folgt sie diesen letzteren.

Die Lichterscheinungen im Glase bestehen meist aus blitzartig verzweigten Linien, die sich zwischen den besser leitenden Theilchen hinziehen und bei fortgesetztem Durchleiten der Elektricität immer spärlicher werden. Kehrt man die Polaritäten um, so werden sie bei Beginn der neuen Entladung wieder zahlreicher. Bei Wiederholung der Entladung wächst die Zahl der Zweige (bis mehr als 30). An der positiven und negativen Spitze zeigen sich keine Unterschiede, nur in Harzschichten sind die von der negativen Spitze ausgehenden Verzweigungen weniger ausgebildet (s. §. 822).

**1068** Wird der Strom der Maschine in zwei Zweige getheilt und durch gleiche Glasstücke zwischen einer Spitze und einer Kugel, welche in beiden Zweigen entgegengesetzt gestellt sind, hindurch geleitet, so zeigte sich kein wesentlicher Unterschied zwischen beiden[4]).

**1069** Bei der Durchbohrung der Nichtleiter hat die derselben häufig vorhergehende büschelartige Verbreitung der Elektricitäten auf ihrer Oberfläche einen wesentlichen Einfluss.

---

[1]) Nairne, s. Cavallo, Elektricität, deutsch p. 124. 1779*. — [2]) Holtz, l. c. — [3]) Quincke, Wied. Ann. 10, p. 532, 1880*. — [4]) Holtz, Berl. Monatsber. 1876, p. 486*.

Befeuchtet man eine beiderseits bis auf einen kreisförmigen Fleck mit Schellack lackirte Glasplatte an den freien Stellen mit Chlorcalciumlösung, so kann man bei Entladung der Flasche zwischen den auf beide Glasflächen aufgesetzten Spitzen die leuchtenden Aeste verfolgen, welche auf der Vorderfläche roth, auf der Hinterfläche blau erscheinen. Bei centrischer Stellung entsprechen sich die Aeste beiderseits; die Durchbrechung des Glases findet stets am Ende eines solchen, wahrscheinlich des stärksten statt. Bei excentrischer Stellung gehen die Aeste durch einander; einer derselben geht von der negativen Elektrode zu der der positiven gegenüberliegenden Stelle hin, und verbreitet sich entsprechend den von dort ausgehenden Aesten. — Aehnliches kann man beim Berussen der Flächen dauernd beobachten. — Diese Erscheinungen können mit den mehrfachen Durchbohrungen zusammenhängen.

**1070** In ähnlicher Weise verhält sich eine unbenetzte Glasplatte. Tropft man nach von Waltenhofen auf eine Glasplatte einen einige Centimeter im Durchmesser haltenden Stearinring und stellt in seinem Centrum zwei Spitzen auf beiden Seiten der Platte einander gegenüber, die man mit den Belegungen einer Batterie verbindet, so erfolgt eine meist einfache Durchbohrung des Glases am inneren Rande des Ringes.

Stehen die einander parallelen Spitzen auf einem Durchmesser gleich weit vom Mittelpunkte auf, so wird eben daselbst die Platte meist mehrfach durchbohrt.

Ebenso wird eine dünne Glasplatte, auf welche man ein Stearintröpfchen gebracht hat, zwischen den Elektroden der Holtz'schen Maschine stets dicht am Tropfen durchbohrt, namentlich leicht, wenn derselbe der positiven Elektrode zugewendet ist[1]).

Da bei hinlänglich kleinen Platten ohne Stearinfleck die Entladung um den Rand geht, und wenn dabei ein durchbrochener Stearinring auf ihnen verzeichnet ist, durch diese Unterbrechungsstelle, so leitet die Oberfläche des Glases oder die darauf befindliche Luftschicht besser, als die Oberfläche des Stearins. Die Elektricität wird also vom Stearinring auf der begrenzten Fläche festgehalten. Da an ihrem Rande die Dichtigkeit am grössten ist, so wird sie auch ebendaselbst durchbohrt. An dieser Erscheinung wird nichts geändert, wenn man die innere Fläche des Ringes mit einem Stanniolblatt bedeckt.

Werden auf beiden Seiten der Platte nicht concentrische Ringe von Stearin, Wachs, Paraffin angebracht, in deren Mittelpunkten die Elektroden aufgesetzt sind, so wird die Platte entsprechend an einem Durchschnittspunkte der Innenränder der Ringe durchbohrt.

Man kann diese grössere Schwierigkeit des Uebergangs der Elektricität über die Stearinfläche direct zeigen, indem man die Kugeln

---

[1]) von Waltenhofen, Wien. Ber. 79 [2], p. 336, 1879*; Wied. Ann. 8, p. 466, 1879*.

eines Funkenmikrometers in gleicher Entfernung (4 cm) in Luft, auf einer Glas- und einer Stearinfläche einander gegenübergestellt. Die zum Uebergang eines Funkens erforderlichen, durch eine Lane'sche Flasche gemessenen Ladungen einer mit den Kugeln verbundenen Batterie betrugen 10 bis 11; 8 bis 9; 10 bis 10,5 [1]).

**1071** Zuweilen treten bei der Durchbrechung von festen Körpern eigenthümliche Funkenerscheinungen ein. Wird die untere Belegung eines aus einer dünnen, beiderseits mit Stanniol belegten Glimmerplatte bestehenden Condensators auf eine Zinnplatte gelegt, welche mit dem einen Pol einer starken secundären Batterie unter Einschaltung einer Glasröhre voll Wasser verbunden ist, und die obere Belegung mit einem mit dem anderen Pol verbundenen Draht berührt, so schlägt zuweilen ein Funken über, wo der Glimmer zu dünn oder eingerissen ist. Dieser Funken wandert in Form einer kleinen leuchtenden Kugel mit einem Geräusch und zeichnet auf der Zinnplatte des Condensators eine tiefe, gewundene und unregelmässige Furche, die auch verzweigt und unterbrochen sein kann. Zuweilen bleibt auch der Funken an einer Stelle. Die Glimmerplatte ist auf dem Wege des Funkens völlig durchbrochen und an den Rändern des Durchbruches ist das Zinn beiderseits zu einer Reihe kleiner Kugeln geschmolzen. Hierbei entsteht ein kleiner wandernder Lichtbogen, welcher durch das Weissglühen des Glimmers noch heller wird [2]).

**1072** Wie Glasplatten werden auch ein oder mehrere Kartenblätter, ein Stück Pappe, welche man zwischen zwei spitze oder kugelförmige Metallelektroden, z. B. in den Henley'schen Auslader, legt, durchbohrt, wenn man die Entladung einer Leydener Batterie oder auch nur einen Funken der Elektrisirmaschine hindurchgehen lässt.

Dabei erscheinen die Ränder des gebildeten Canals nach aussen beiderseits kraterförmig aufgeworfen [3]).

Der aus diesen Versuchen gezogene Schluss, dass die Entladung von beiden Seiten gleichmässig ausgehe, ist nicht gerechtfertigt; durch die plötzliche mechanische Auseinandertreibung der Masse weicht sie da aus, wo sie den geringsten Widerstand findet [4]).

Je kürzer die Dauer der Entladung ist, desto stärker ist die Wirkung. Wird daher dieselbe Elektricitätsmenge in eine grössere Batterie eingeführt, so ist die Wirkung geringer, ebenso wenn der Schliessungsbogen durch lange Drähte oder durch Wassersäulen verlängert wird. Die Durchbohrung wird immer kleiner und zuletzt ganz unmerklich [5]).

---

[1]) Mach und Doubrava, Wien. Ber. **78** [2], p. 729, 1878*; Wied. Ann. **8**, p. 462, 1878*. — [2]) Planté, Compt. rend. **87**, p. 325, 1878*; Beibl. **2**, p. 620*. — [3]) Symmer, Phil. Trans. **51** [1], p. 375, 1759*. — [4]) Ueber die Grösse der Löcher, welche mit wachsender Ladung zunimmt, siehe Villari, Atti della R. Accad. di Napoli [2] **1**, 7. April 1883*; Beibl. **7**, p. 786*. — [5]) Riess, Berl. Monatsber. 1860, p. 5* u. s. f., Abh. I, p. 103*.

**1073** Stellt man ein Kartenblatt an verschiedenen Stellen zwischen die Elektroden, so sind nach Gaugain[1]) verschiedene Spannungen zu seiner Durchbohrung erforderlich.

Befindet sich die zu durchbohrende Karte (oder an ihrer Stelle auch eine Metallplatte [s. w. u.]) in der Mitte zwischen beiden Elektroden oder auch näher an der positiven, so ist die zur Durchbohrung nöthige Spannung grösser, befindet sich die Karte nahe der negativen Elektrode, so ist sie kleiner.

Diesem Versuche entspricht ein späterer von Mach und Doubrava[2]).

Theilt man die Entladung der Batterie zwischen zwei Spitzenpaaren, so dass zwischen beiden gleich viel Funken übergehen, und setzt zwischen das eine Spitzenpaar ein Kartenblatt vor die positive, zwischen das andere vor die negative Elektrode, so wird das Kartenblatt an letzterer durchbrochen. Werden die Spitzen durch Kugeln ersetzt, so tritt die Durchbohrung an beiden Stellen gleich oft ein.

**1074** Häufig wird ein Kartenblatt mehrfach durchbohrt. Sehr deutlich hat dies Bohnenberger[3]) beobachtet, indem er in die Mitte eines Packetes Papier ein Stanniolblatt legte. Im Papier zeigten sich bis zum Stanniol mehrere Löcher mit ihrem Wulst theils nach der positiven, theils nach der negativen Seite, welche zuweilen nach innen seitlich verliefen und dort aussahen, wie wenn sie mit einem stumpfen Pfriemen gestochen wären[4]).

Diese mehrfachen Durchbohrungen rühren, wie beim Durchbohren von Glas, von oscillirenden Entladungen her, welche unter den üblichen Versuchsbedingungen meist auftreten. — Einfache Entladungen schlagen durch dünnes Papier ohne sichtbare Richtung, durch dicke Pappe mit aufgeworfenen Wulsten nach beiden Seiten (siehe §. 1072)[5]).

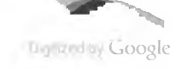
**1075** An die vorhergehenden Erscheinungen schliesst sich ein schon im Jahre 1766 von Lullin[6]) angestellter Versuch an.

Setzt man die beiden Spitzen des Ausladers auf zwei etwa um 13 bis 15 mm von einander entfernte Stellen der entgegengesetzten Seiten einer Karte, so wird dieselbe bei einfacher Entladung der Batterie nur unter der mit der negativen Belegung verbundenen Spitze durchbohrt.

Zweckmässiger klebt man auf die beiden entgegengesetzten Seiten einer Karte zwei Stanniolblätter, welche an den einander zugekehrten Enden zu Spitzen zugeschnitten sind, und daselbst etwa 10 mm von einander abstehen. Verbindet man die beiden Stanniolbelege mit den beiden Zuleitern des Henley'schen Ausladers und lässt den Schlag

---

[1]) Gaugain, Mondes 9, p. 524, 1865. — [2]) Mach und Doubrava, Wien. Ber. 80 [2], p. 331, 1879*; Wied. Ann. 9, p. 61, 1880*. — [3]) Bohnenberger, Beitr. z. Elektricitätslehre, St. III. — [4]) Symmer, l. c. — [5]) Feddersen, Pogg. Ann. 112, p. 455, 1861*. — [6]) Lullin, Dissertatio physica de electricitate, p. 24, Genève 1766.



der Batterie hindurchgehen, so wird die Karte wiederum vor der negativen Spitze durchbohrt [1]).

1076 Der Versuch ändert sich nicht, wenn man statt der Stanniolspitzen lange parallele Stanniolstreifen oder concentrische Ringe, oder eine Spitze und einen ihr concentrischen Ring anwendet.

Wird auf die Karte eine Reihe von Stanniolrhomben abwechselnd auf die eine und die andere Seite geklebt, so wird sie an allen an der negativen Spitze durchbrochen.

Durchbohrt man die Karte zwischen den Rhomben durch feine Oeffnungen, so geht der Funken nur hindurch, wenn dieselben dicht an der negativen Elektrode liegen.

Nimmt man an der negativen Elektrode das Papier mehrfach, an der positiven einfach, so entstehen zuletzt die Löcher an der positiven Spitze [2]).

Die Arbeit und das Potential ist dabei nicht grösser, wenn das Kartenblatt an der positiven Elektrode durchbrochen wird, wie man an einem Luftthermometer im Schliessungskreise und einem Elektrometer nachweisen kann.

1077 Ueberzieht man nach von Waltenhofen [3]) die Karte beiderseits mit altem (verharztem) Terpentinöl, venezianischem Terpentin, frischem Colophonium, weissem Siegellack, Bienenwachs, gewöhnlichem Baumöl, so bleibt das Verhalten ungeändert.

Bei Ueberzug mit Stearin geht der Funken in der Mitte zwischen den Elektroden durch.

Beim Tränken oder Ueberziehen der Karte mit Wallrath, frischem Terpentinöl, Glycerin, mit Harzen, ätherischen Oelen, feinem Olivenöl, Ricinusöl, auch wiederholt umgeschmolzenem Colophonium geht im Gegentheil der Funken an der positiven Elektrode über.

Nach dem Verdunsten der ätherischen Oele kehrt die Karte in ihren früheren Zustand zurück.

Mit Schellack lackirte Seide verhält sich verschieden, was wohl von der Ungleichheit ihrer Beschaffenheit herrührt.

Ueberzieht man eine Karte nur auf einer Seite mit Glycerin und stellt zwei nicht conaxiale Spitzen auf ihre entgegengesetzten Seiten, so wird sie an der positiven Spitze durchbohrt, wenn letztere sich auf der bestrichenen Seite befindet.

1078 Ganz analog verhalten sich die Erscheinungen bei Verbindung der Spitzen mit den Enden der Inductionsrolle eines Inductoriums, wobei ein andauernder Funkenstrom die Karte durchzieht.

---

[1]) Pictet, Gilb. Ann. **43**, p. 218*. — [2]) Mach und Doubrava, Wien. Ber. **80** [2], p. 331, 1879*; Wied. Ann. **9**, p. 65, 1880*. — [3]) von Waltenhofen, Pogg. Ann. **128**, p. 589, 1866*.

Aendert dabei die Hitze desselben die Substanzen, so kann sich das Verhalten umkehren, wie z. B. beim Tränken der Karte mit Nitrobenzol oder Lavendelöl der Funkenstrom an der positiven Elektrode hindurchgeht, die Karte aber an der negativen Elektrode geschwärzt wird.

1079 In verdünnter Luft von 10 bis 15 mm Druck erscheint die Durchbohrung in der Mitte zwischen den Spitzen und rückt bei zunehmendem Druck immer mehr gegen die negative Elektrode hin [1]).

1080 Treten bei der Entladung der Batterie resp. eines Inductoriums Oscillationen und somit abwechselnd gerichtete Ströme auf, so kann die zwischen die Elektroden gebrachte Lullin'sche Karte an beiden Elektroden durchbohrt werden. So wird nach Reitlinger [2]) eine beiderseits mit Wasser benetzte Karte in dem Schliessungskreis eines Inductoriums an beiden Spitzen durchbohrt, in dem einer Batterie nur an der negativen. Erst bei wiederholten Entladungen der letzteren, wobei die Feuchtigkeit entfernt wird, treten auch in der positiven Elektrode Durchbohrungen ein.

Auch bei Verdünnung der Luft bis 5 mm Quecksilberdruck, wobei den beiden Strömen des Inductoriums der Durchgang ermöglicht wird, zeigen sich Unregelmässigkeiten. Die Löcher liegen nicht immer in der Verbindungslinie der Elektroden, sondern seitlich, und selbst hinter den Spitzen. Dabei bemerkt man eine Schwärzung des Papieres, welche bei Verdünnung der Luft erst zu- und dann wieder abnimmt. Auch dies deutet auf die mit Temperaturänderungen des Funkens verbundenen Aenderungen der Art der Entladung hin.

1081 Ueber den Grund der einseitigen Durchbohrung der Karten beim Lullin'schen Versuche sind mehrere Hypothesen aufgestellt worden.

Nach Riess soll diese Erscheinung ebenso, wie die ungleiche Ausbreitung der Lichtenbergischen Figuren, darauf beruhen, dass die feuchte Luft beim Beginn der discontinuirlichen Entladung durch die erste Partialentladung über die Karte hingeführt wird und dieselbe negativ elektrisirt. Auf der negativen Fläche soll sich die positive Elektricität bei den folgenden Partialentladungen weiter verbreiten als die negative, und somit bis gegenüber der negativen Spitze gelangen, wo sie die Karte durchbricht. In verdünnter Luft fällt diese Elektrisirung der Karte fort, beide Elektricitäten begegnen sich in der Mitte, wo sie dieselbe durchbrechen [3]). Dem entspricht auch nach von Waltenhofen die Durchbohrung der Karte an der positiven Elektrode, wenn sie, wie in §. 1077 erwähnt ist, mit Substanzen getränkt ist, welche, zum Wasser der Dampfelektrisirmaschine gemischt, den Dampfstrom negativ, statt positiv machen.

---

[1]) Trémery, Gilb. Ann. 23, p. 426, 1806*. — [2]) Reitlinger, Wien. Ber. 41, p. 759, 1860* (mit anderer Erklärung). — [3]) Riess, Reibungsel. 2, p. 213, 1853*.

Indess erscheint diese Hypothese nicht haltbar, da bei vorheriger Elektrisirung der Karte im einen oder anderen Sinne sich der Ort des Durchbruchs nicht ändert[1]), um so mehr, als auch die Erklärung der Lichtenbergischen Figuren nicht demselben Princip unterliegen kann (s. w. u.).

Reitlinger (l. c.) führt den Versuch auf die grössere Länge des positiven Büschels zurück, in Folge dessen sich die Ausgleichungsstelle beider Büschel mehr an der negativen Elektrode befinden soll.

Hiermit würde auch der §. 1073 erwähnte Versuch von Gaugain stimmen, wonach die Entladung durch eine zwischen zwei gleichen Kugeln gebrachte Karte bei geringerer Spannung zu Stande kommt, wenn der Theil des Funkens von der positiven Kugel zur Karte länger ist, als von der negativen.

Der §. 1076 angeführte Versuch, dass bei Verdickung des Papieres an der negativen Elektrode endlich der Funken an der positiven übergeht, zeigt, dass dasselbe dem Durchgang des Funkens einen gewissen Widerstand darbietet; es ist also sehr wahrscheinlich, dass, wenn dieser Widerstand überall der gleiche ist, die Karte an der Stelle durchbrochen wird, wo die von beiden Elektroden kommenden Elektricitäten sich gegenseitig am stärksten anziehen. Dies würde wiederum bei der weiteren Ausbreitung der positiven Elektricität an der negativen Elektrode der Fall sein.

Indess ändert sich in Kohlensäure die Ausbreitung der Büschel wesentlich, während der Lullin'sche Versuch ungeändert bleibt. Auch erscheinen nach Mach[2]) auf einer Reihe Substanzen, welche nach von Waltenhofen an der positiven Elektrode durchbrochen werden, die positiven Büschel länger, als die negativen.

Doubrava nimmt entsprechend seinen Voraussetzungen (Anmerk. zu §. 778) an, dass die Durchbohrung da stattfindet, wo in der Masse der Karte das Gefälle der Elektricitäten ein Maximum ist, also in gewöhnlichen Fällen an der negativen, in Olivenöl an der positiven Elektrode. Wir haben schon (l. c.) gegen diese Voraussetzungen Bedenken geäussert.

Somit bedarf es noch weiterer Versuche, die Ursache des Lullin'schen Versuches und den Einfluss der Substanz des Dielektricums aufzuklären.

**1082** Auch leitende Metallblätter können durch den Funken durchbohrt werden, wobei indess ihre Temperaturerhöhung eine bedeutende Rolle spielt. So legte schon Beccaria[3]) zwischen zwei Kartenblätter ein Stanniolblatt. Beim Durchschlagen des Entladungsfunkens in einem Henley'schen Auslader waren die Karten bis zum Stanniol nur einfach

---

[1]) Mach und Doubrava, l. c. — [2]) Mach und Doubrava, l. c. — [3]) Beccaria, Elettr. art. §. 570*.

durchbohrt, ihre Ränder gegen letzteres aufgetrieben. Das Stanniol war mehrfach durchbrochen und an den Rändern der Löcher geschmolzen.

Osann[1]) hat derartige Versuche angestellt, indem er Stanniolblätter theils in Luft, theils in verschiedenen Flüssigkeiten zwischen die Kugeln eines Henley'schen Ausladers oder zwischen zwei in eine mit der Flüssigkeit gefüllte Höhlung eingekittete, etwa 1 mm von einander abstehende Drähte brachte und den Funken des Conductors hindurchgehen liess. In Wasser, Weingeist und Terpentinöl entstanden je zwei Löcher, von denen namentlich das dem positiven Funken entsprechende relativ gross war. In besser leitenden Flüssigkeiten, Kochsalz-, Pottasche-, Soda-, Bleizuckerlösung entstand je nur ein Loch. In Wasserstoff bildeten sich mehrere kleine, in Sauerstoff zwei grosse Löcher, von denen das durch den positiven Funken erzeugte grösser war; in Luft war ein grosses Loch.

Aehnliche Erfahrungen machte Zehfuss[2]), indem er das Stanniolblatt unter zwei zu feinen Spitzen zugefeilte Drähte brachte.

Im Vacuo sind die Löcher kleiner, die aufgeworfenen Ränder werden um so stärker, je verdünnter das Gas ist; ein Beweis, dass nicht allein die aus einander gestäubte Luft die Ränder aufwirft.

Schwer schmelzbare und dickere Blätter von Stanniol oder von dünnem Rauschgolde erhalten keine Löcher, sondern nur auf der Vorderseite Brandflecken.

Quantitative Versuche hierüber sind von Hankel[3]) angestellt worden. **1083**

Auf eine in der Mitte mit einer kreisförmigen Oeffnung von 37 mm Durchmesser versehenen Zinkplatte wird ein Stück Stanniol gelegt, welches die Oeffnung bedeckt und darauf eine Glasplatte mit einer kreisförmigen Oeffnung von 28 mm Durchmesser mittelst Schrauben festgepresst. Die isolirt vertical aufgestellte Zinkplatte wird mit der äusseren Belegung der Batterie, eine vor der Durchbohrung der Glasplatte isolirt auf einem Schlitten stehende polirte Metallkugel von 36,4 mm Durchmesser mit der inneren Belegung der Batterie verbunden. Die Ladung der Batterie wird durch eine Lane'sche Flasche gemessen. Bei sehr geringer Schlagweite erscheint der Kugel gegenüber auf dem Stanniol eine fein gefaltete matte Stelle, aus welcher sich ein kleines Zäpfchen erhebt, und die mit einem durch oberflächliche Schmelzung glänzenden Ringe und darauf mit einem matteren, gegen das Stanniol vertieften, aussen bräunlichen Saume umgeben ist. Bei stärkeren Ladungen tritt in der Mitte eine Durchbohrung ein, welche von einem, mit wachsenden Ladungen immer schmaler werdendem Saume umgeben ist. Zuletzt bleibt nur eine Oeffnung mit scharf nach hinten gekehrtem Rande.

Die Grösse der Oeffnungen wurde durch ein Mikroskop mit Ocularmikrometer auf ihrer Hinterseite gemessen. Es ergab sich bei Aende-

---

[1]) Osann, Pogg. Ann. 55, p. 121, 1842*. — [2]) Zehfuss, Pogg. Ann. 117, p. 487, 1862*. — [3]) Hankel, Pogg. Ann. 129, p. 135, 1866*.

rung der Oberfläche der Batterie bei constanter Schlagweite, sowie bei gleichbleibender Oberfläche $s$ und veränderter Elektricitätsmenge $q$ der Batterie, dass im ersten Falle, wo $q/s$ constant bleibt, die Oberfläche $o$ der Oeffnung der entladenen Elektricitätsmenge, im zweiten Falle, wo $s$ constant bleibt, dem Quadrat derselben proportional war. Demnach ist bei kleinen Schlagweiten, etwa bis zu 3.5 mm die Oberfläche der Oeffnung dem Quadrat der Elektricitätsmenge in der Batterie direct, der Oberfläche $s$ derselben umgekehrt proportional, d. h. $o = const\ q^2/s$.

Bei verschieden dicken Stanniolblättern sind cet. par. die Durchmesser der Löcher umgekehrt proportional den Dicken derselben (wobei die Versuche innerhalb der Grenzen variirten, dass, wenn resp. 13 bis 19 Blatt Stanniol 500 g wogen, die Durchmesser der Löcher sich im Verhältniss von 46.5 zu 61.5 änderten). Wurden in den Schliessungskreis verschiedene Widerstände $x = 0$ bis 1045 Linien von 0,1821 Linien dickem Kupferdraht eingeschaltet, so waren die Oberflächen der Löcher $o_1 = const\ o(1 + 0.00938\,x)^{-1}$, wo $o$ die Oberfläche ohne Einschaltung ist. — Eisendrähte verhielten sich nicht wesentlich anders, als Kupferdrähte.

**1084** Die Ursache dieser Erscheinungen dürfte auf der hohen Temperatur beruhen, durch welche die Stanniolblätter als Elektroden an der Ausgangsstelle des Funkens geschmolzen, und ihre Theilchen daselbst fortgeführt, resp. ringsherum oxydirt werden. Da die Entladung an der positiven Elektrode mit grösserem Potential erfolgt, ist daselbst das Loch grösser. Die Rückbiegung der Ränder des Loches dürfte als eine Reactionserscheinung aufzufassen sein [1]).

Etwaige mehrfache Durchbohrungen des Stanniols sind auf oscillirende Entladungen zurückzuführen, weshalb auch je nach der Leitung die Resultate verschieden ausfallen können.

### b. Lichtenbergische Figuren und Ringfiguren.

**1085** Die ungleiche Ausbreitung der positiven und negativen Elektricität auf Nichtleitern kann man durch Bestreuen mit Mennige-Schwefelpulver nachweisen. Auf diese Weise entstehen die Lichtenbergischen [2]) Figuren.

Lässt man Elektricität von dem Knopf einer geladenen Leydener Flasche auf eine Harzfläche, den Kuchen eines Elektrophors oder besser eine Fläche von schwarzem Pech, welches man in dünner Schicht auf eine Metallplatte aufgeschmolzen hat, strömen, bepulvert dieselbe mit einem

[1]) Eine andere Erklärung s. Zehfuss, l. c. — [2]) Lichtenberg, Super nova methodo motum et naturam fluidi electrici investigandi. Nov. Comment. Götting. **8**, Phys. p. 168, 1777*; Comment. Götting. **1**, Math. p. 65, 1778*.

Pulvergemisch von Mennige und Schwefel und schüttelt den Ueberschuss des Pulvers von der Fläche ab, so zeichnen sich die positiv und negativ elektrisirten Stellen der Harzfläche mit gelber und rother Farbe ab.

Ist die Flasche positiv geladen, so bildet der gelbe Schwefel um die berührte Stelle eine strahlige Figur, Fig. 286, deren Strahlen sich nach aussen verästeln; sie ist umgeben von einer dunklen Stelle, der dann eine wolkige, dieselbe begrenzende Umhüllung folgt. Oft sind auch die einzelnen Strahlen der Figur von dunklen Stellen und darauf folgenden rothen Rändern eingefasst. In der Mitte der Figur ist also positive Elektricität verbreitet, der eine unelektrische Zone folgt, welche wieder von einer negativen Zone umgeben ist.

Fig. 286.

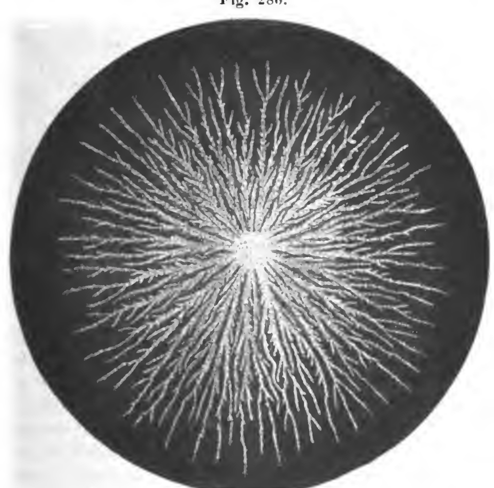


Fig. 287.



Ist die Flasche negativ geladen, so erhält man eine rothe, strahlenlose Scheibe in der Mitte, die oft von einem dunklen Raume und darauf von einem gelben strahligen Kranze umgeben ist, Fig. 287.

Häufig sind die Ränder der Figuren dicker mit Pulver bedeckt, indem dasselbe den direct elektrisirten Stellen in Folge der Influenz zufliegt.

Namentlich bei Anwendung von Bärlappsamen an Stelle des Mennige-Schwefel-

gemisches kann man dies beobachten. Dabei zeigt sich an der positiven Figur in jedem Aste eine vom Staub entblösste Furche.

**1086** Statt des Pechs kann man auch nach Böttger[1]) kleine in Formen von Weissblech von 12 bis 15 cm Durchmesser und 5 mm Höhe gegossene Kuchen von weissem, schwarzem oder rothem Siegellack verwenden, worauf man ein etwa 2 bis 3 cm im Durchmesser haltendes rundes Messinggewicht stellt, auf welches man einen Funken des Conductors schlagen lässt und das man dann mit einem Ruck hinabschleudert. Die Kuchen werden mit Gemengen von Zinnober und Ultramarin, Schweinfurter Grün und Mennige, Mennige und Schwefelantimon, Ultramarin und Schwefel oder Mennige und Schwefel bestäubt.

Auch Lycopodiumpulver wird beim Durchpulvern durch Gaze schwach positiv und bedeckt sowohl die positiv als auch negativ geladenen Stellen, letztere aber dicker.

Je grösser die auf die Harzschicht gebrachte Elektricitätsmenge ist, desto weiter ausgedehnt sind die Figuren bei gleichem Charakter.

Will man nach einander positive und negative Figuren auf derselben Platte herstellen, so muss man sie nach jedem Versuch durch Ueberfahren mit einer Flamme unelektrisch machen.

**1087** Sehr reine, nicht aus positiven und negativen gemischte Figuren, wie man sie auf Harzplatten kaum darstellen kann, erhielt Antolik[2]) auf Glaskolben von 2 l Inhalt, welche mit etwa 60° warmem Wasser gefüllt und auf einen hohen Glascylinder als isolirende Stütze aufgesetzt waren. Werden dieselben aussen mit dem Knopf einer immer stärker positiv geladenen Leydener Flasche berührt und bepulvert, so entstehen erst nur 2 bis 3 mm lange Aestchen, dann ein 3 bis 4 mm grosses weisses Scheibchen mit strahligem Rande und endlich die Hälfte des Kolbens einnehmende Figuren mit dicken Verästelungen. Die negativen Figuren wachsen ebenso von einem oder (bei Ungleichheiten der Spitze) einigen, 0,5 bis 3 mm grossen rothen Scheibchen mit scharf begrenztem Rande an, welche von einem staubfreien Ringe umgeben sind, bis zu einer grossen in mehrere elliptische Theile getheilten, feigenblattähnlichen Figur.

Beim Ausströmen der negativen Elektricität aus einer Spitze entsteht in der Mitte der Figuren ein staubfreier strahliger Stern mit an ihren Spitzen angeschwollenen Aesten. Mit positiver Elektricität entsteht daselbst ein staubfreies Scheibchen mit einem kleinen Mennigefleck in der Mitte. Wird die Nadel vor dem Bestäuben mehrere Male abgeleitet, so entstehen in beiden Fällen mehrere concentrische Kreise.

Bei weiterer Entfernung der positiv geladenen Spitze sieht die Figur wie aus vielen verspritzten Sternchen und etwa 2 bis 3 mm langen Linien

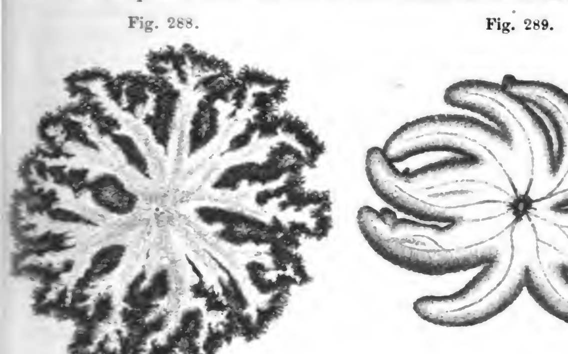
---

[1]) B. Böttger, Pogg. Ann. **98**, p. 170, 1856*. — [2]) Antolik, Wied. Ann. **15**, p. 475, 1882*.

zusammengesetzt aus; das dem Mittelpunkt derselben zugekehrte Ende der Linien ist etwas verdickt, das abgekehrte aber zugespitzt.

1088 Sehr grosse und schöne Figuren erhält man nach Antolik[1]), wenn man eine Glasplatte von 50 bis 60 cm Durchmesser einerseits mit Stanniol

Fig. 288. Fig. 289.



belegt, andererseits sorgfältig reinigt, die Stanniolbelegung ableitet, auf die Platte zwei Metallspitzen im Abstande von 25 bis 30 cm, also in solcher Entfernung von einander aufstellt, dass die Entladungen sich nicht gegenseitig beeinflussen, durch die Spitzen die mit positiver Elektricität geladene Flasche entladet und die Platte mit dem Mennige-Schwefelgemisch bestreut[1]).

Fig. 288 u. 289 geben Bilder der hierbei erzeugten Figuren, welche auch einzeln erhalten werden, wenn man die Flasche in die eine Spitze und das Stanniolblatt entladet. Die positive Figur ist meist nur etwas grösser, als die negative. In letzterem Falle ist die Figur von einem neutralen Ringe und jenseits desselben von einem Hof umgeben.

1089 Die Schnelligkeit des Zuströmens der Elektricität hat auf die regelmässige Ausbildung der Figuren einen Einfluss. Die Strahlen der positiven Figur werden bei schneller Entladung gerade und gleich lang, bei langsamer krümmen sie sich und werden ungleich lang, indem dann die weniger schnell fortgestäubten Theilchen aus ihrer Bahn abgelenkt werden.

Verbindet man nach von Bezold[2]) den Conductor der Elektrisirmaschine unter Einschaltung eines Funkenmikrometers mit einer feinen Stricknadel, welche auf eine unterhalb mit einer abgeleiteten Belegung

[1]) Antolik, l. c.; ähnlich Villari, Mem. di Bologna [2] 4, p. 121, 1881*; Beibl. 6, p. 699*. — [2]) von Bezold, Pogg. Ann. 144, p. 341, 1871*.



versehene, dünne isolirende Platte aufgesetzt ist und lässt einen positiven Funken übergehen, so wird der entstehende Strom kleiner und weniger verästelt, auch unregelmässig mit verbogenen Aesten, wenn man einen feuchten Leiter in die Bahn einschaltet. Entsprechend werden auf sehr dünnen und unten belegten Platten (Blechtafeln mit dünnen Siegellackschichten) die Figuren regelmässiger, als auf dicken und unbelegten. Bei einigermaassen dicken Platten (Glasplatten mit dünnem Siegellacküberzug) ändert sich aber der Durchmesser relativ nur wenig (z. B. Dicke 0,8 und 9,0 mm, Durchmesser der positiven Figur 21,7 und 18,4 mm). Wenn bei sehr dünnen Platten (mit Siegellack überzogenen Blechplatten) die Figuren wieder kleiner werden, und zwar die positiven kleiner als die negativen, so kann dies davon herrühren, dass hierbei die Lackschicht durchbrochen wird, und zwar im ersten Falle leichter als im zweiten. Bei den derartigen Versuchen setzt von Bezold auf beide zu vergleichende Platten gleiche Stricknadeln und lässt die Entladung sich zwischen beide theilen.

**1090** Die Grösse der abgeleiteten Belegung hat auf die Grösse der Figuren keinen Einfluss, wenn letztere kleiner sind, als erstere. Sind die Belegungen isolirt, so werden die Figuren mit wachsender Ausdehnung der Belegungen grösser, weil sich dann die der übergeführten gleichnamige Elektricität weiter von der Eintrittsstelle auf der isolirten Platte entfernen kann. Da die Vertheilung auf den Platten von ihrem Stoff unabhängig ist, vorausgesetzt nur, dass sie sehr gut isoliren, so ist die Grösse der Figur ebenfalls von ihrem Stoff (Glas, Ebonit, Wachs) unabhängig. Stellt man daher die Figuren auf einer zur Hälfte gefirnissten Glasplatte her, so breiten sie sich über beide Hälften ganz gleich weit aus. Indess sind die Figuren nicht auf allen Flächen gleich regelmässig ausgebildet.

**1091** Will man die Grösse der positiven und negativen Figuren mit einander vergleichen, so müssen sie unter ganz gleichen Bedingungen hergestellt sein, also die beiden Elektricitäten aus gleich grossen, gleich stark geladenen Flaschen ausströmen. — So bedeckte Riess[1]) eine Metallplatte auf beiden Seiten mit Pech und stellte sie vertical zwischen die spitzenförmigen Elektroden eines Funkenmikrometers. Er verband dann die eine Spitze mit der äusseren, die andere mit der inneren Belegung einer negativ geladenen Flasche (wobei ein Durchschlagen der Harzfläche vermieden wurde). Bei der Bestäubung mit dem Mennige-Schwefelgemisch war bei vier Versuchen der Durchmesser

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| der negativen Figur | $d_{-} =$ | 4,5 | 4,5 | 3,4 | 4,7 |
| der positiven Figur | $d_{+} =$ | 10,0 | 9,4 | 7,5 | 10,1 |

[1]) Riess, Abh. d. Berl. Akad. 1846*; Pogg. Ann. 69, p. 6, 1846*.

War die Flasche positiv geladen, so war:

$$d_- = \quad 4{,}0 \quad 3{,}0 \quad 3{,}8 \quad 3{,}4$$
$$d_+ = \quad 13{,}4 \quad 10{,}3 \quad 13{,}0 \quad 10{,}7$$

Die Durchmesser der Figuren verhalten sich also in beiden Fällen $d_- : d_+ = 1 : 2{,}15$, bezw. 3,34. Ist das Verhältniss der jedesmal auf die Platte aus der inneren Belegung gebrachten Elektricitätsmenge zu der auf der äusseren gleich $1:m$, so verhalten sich, wenn die durch gleiche Elektricitätsmengen erzeugten Figuren die Flächen $p$ und $n$ bedecken, die Flächenräume beider Figuren in beiden Fällen, wenn sie je der $x$ten Potenz der Elektricitätsmengen entsprechen: $pm^x/n : p/nm^x = (2{,}15)^2 : (3{,}34)^2$, d. h. $p/n = 7{,}18$.

**1092** Sind die Flächen, auf denen die Entladungen stattfinden, nicht isotrop, so müssen sich letztere nach denjenigen Richtungen weiter ausbreiten, nach denen die dielektrische Polarisation des Mediums stärker ist. Die Lichtenbergischen Figuren, ebenso wie die leuchtenden Gasentladungen aus Spitzen, erscheinen daher auf Krystallflächen von verschiedener Dichtigkeit nach verschiedenen Richtungen elliptisch ausgebildet [1]).

Auf Holz sind die Lichtenbergischen Figuren elliptisch und zwar steht die grosse Axe senkrecht auf der Längsfaser, entgegen den bei den Krystallen damit zusammenfallenden Verhältnissen der Wärmeleitung. Das Axenverhältniss ist etwa 5 : 6 [2]).

**1093** Man kann die Lichtenbergischen Figuren auch in der Weise erzeugen, dass man die isolirende Platte erst bestäubt, wobei man ein einziges Pulver, z. B. Lycopodium, anwenden kann, und nachher erst die Elektricität durch eine Spitze hinauf führt. Dann wird, wenn sie positiv ist, eine strahlige Figur, wenn sie negativ ist, ein rundlicher Fleck auf der isolirenden Platte blossgelegt, welcher der Ausbreitung der Elektricität entspricht, indem hierbei an den entblössten Stellen Platte und Pulver gleichnamig elektrisirt werden. Die negative Figur ist aus einem leeren Kreise mit einem im Centrum befindlichen kleinen Staubkorn gebildet. Man nennt diese Figuren zuweilen nach Lichtenberg vertiefte Figuren [3]).

**1094** Werden die Figuren unter einer evacuirten, oben tubulirten Glasglocke hergestellt, durch deren Tubulus der Zuleiter auf die Platte geführt ist, so wächst ihre Grösse mit der Verdünnung der Luft, wie schon

[1]) Siehe hierüber die Versuche von G. Wiedemann, Bd. 2, §. 76*. — [2]) von Bezold, Pogg. Ann. **144**, p. 362, 1871*. — [3]) J. Schneider, De figuris electricis. Dissertation. Bonn 1840*. — Beschreibung derartiger und Lichtenbergischer Figuren unter einem einerseits zugespitzten, andererseits mit einer Kugel versehenen, auf einer Ebonitplatte liegenden Metallstab, s. Lommel, Pogg. Ann. Ergänzungsbd. **8**, p. 506, 1878*.

Lichtenberg fand. Sind $B$ und $B_1$ die Drucke in der freien und verdünnten Luft, so verhalten sich nach Reitlinger[1]) die Radien $R$ und $R_1$ der Ringe umgekehrt wie $B$ und $B_1$.

Auch von Bezold[2]) fand diesen Satz bestätigt, indem er die Entladung der Leydener Flasche zwischen zwei in verschieden verdünnter Luft befindlichen gleichen Apparaten verzweigte. So war z. B.:

Positive Figur.

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $B$ | 715 | 715 | 726 | 725 |
| $B_1$ | 202 | 270 | 517 | 585 |
| $R$ | 32 | 40 | 26 | 18 |
| $R_1$ | 46 | 68 | 96 | 98 |
| $R:R_1$ | 0,70 | 0,59 | 0,27 | 0,18 |
| $B:B_1$ | 0,72 | 0,62 | 0,288 | 0,179 |

Negative Figur.

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $B$ | 722 | 715 | 715 | 717 | 726 |
| $B_1$ | 200 | 245 | 490 | 585 | 662 |
| $R$ | 6,8 | 4,8 | 6 | 8,5 | 5 |
| $R_1$ | 9,0 | 8,0 | 19 | 51,5 | 77 |
| $R:R_1$ | 0,75 | 0,60 | 0,31 | 0,16 | 0,065 |
| $B:B_1$ | 0,723 | 0,657 | 0,315 | 0,18 | 0,088 |

Das Verhältniss des Durchmessers ($r$) des Ringes und des Fleckes ($f$) der negativen Figur nimmt nach von Bezold mit der Verdünnung ab (und bleibt nicht, wie Reitlinger behauptete, constant). So war z. B. bei einem Druck von:

| | 1 | 1 | 1 Atm. | 0,49 | 0,34 | 0,18 Atm. |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $r$ | 15 | 23 | 18 | 32,5 | 29 | 62 |
| $f$ | 8,1 | 12 | 8,4 | 20 | 20,2 | 52,5 |
| $r/f$ | 1,8 | 1,9 | 2,1 | 1,6 | 1,4 | 1,2 |

Bei Erwärmung der Platten nimmt der Durchmesser der positiven Figuren zu.

**1095** Im Allgemeinen treten in verdünnterer Luft die charakteristischen Unterschiede der positiven und negativen Figuren immer mehr zurück[3]), sie werden mehr der negativen in gewöhnlicher Luft ähnlich und abgerundet. In verschiedenen Gasen, Kohlensäure, Wasserstoff, Sauerstoff, Luft, verhalten sich nach Reitlinger die linearen Dimensionen der Figuren wie die Schlagweiten und wie die Grösse der im Dunkeln aus den Spitzen ausstrahlenden Lichtbüschel.

In anderen Medien als in Gasen zeigen die Figuren nur Grössen-

---

[1]) E. Reitlinger, Wien. Ber. **41**, p. 358, 1860*; **43** [2], p. 531, 1861*. — [2]) von Bezold, Pogg. Ann. **144**, p. 528, 1871*. — [3]) P. Riess, Reibungsel. **2**, p. 213*.

unterschiede, die negative ist kleiner, beide sind verästelt [1]; unter Olivenöl erscheinen dabei die Figuren auf einer mit Magnesia von brennendem Magnesiumdraht beschlagenen Platte sehr klein, aber die negative ist grösser als die positive, erstere ist schwach verzweigt, letztere bildet einen ziemlich runden Fleck [2]. Die Verhältnisse sind also gerade umgekehrt.

**1096** Lässt man nach einer Entladung gleich eine zweite folgen, so wird der Stern nur an den Rändern verästelter. Ist zwischen beiden Entladungen eine längere Zeit verflossen, so bilden sich bei der zweiten zwischen den Aesten der ersten Figur neue Aeste. Vermuthlich folgt im ersten Falle die zweite Entladung den noch erhitzten Luftbahnen der ersten, während im zweiten in Folge der Abstossung der Elektricität der ersten Entladung die zweite gezwungen wird, neue Wege zu suchen [3].

Ist auf eine Platte eine Entladung übergegangen, so bleiben, wenn die darauf folgende Entladung in der Mitte der ersteren erfolgt, die Figuren symmetrisch; findet sie gegen den Rand hin statt, so dehnen sie sich, wenn die letzte Entladung der ersten gleichnamig ist, mehr gegen den Rand, wenn sie ungleichnamig ist, mehr gegen die Mitte der ersteren hin aus. Hierbei werden wieder die positiven Figuren viel mehr excentrisch ausgebildet als die negativen, welche nur am Rande etwas verzerrt werden.

Jedenfalls ist die Bewegung der Elektricität hierbei so langsam, dass nur die elektrostatischen, nicht die elektrodynamischen Wechselwirkungen der Ströme in Betracht kommen.

**1097** Einen ähnlichen Einfluss bemerkt man, wenn man gleichzeitig gleichnamige Elektricität auf eine Platte aus zwei so nahe an einander liegenden Spitzen strömen lässt, dass die Ausbreitungsgebiete in einander greifen. Die beiden positiven Figuren grenzen mit ihrer, durch eine auf der Verbindungslinie der Eintrittspunkte senkrechten, jene Linie halbirenden dunklen Trennungslinie, bis zu der die Strahlen sich ausbreiten, gegen einander ab. In der Richtung dieser Linie sind die Figuren etwas ausgedehnter als in der Verbindungslinie. Die Veränderung der Radien tritt bei den negativen Figuren weniger, fast nur gegen die Contactstelle hin hervor. Werden die Figuren nach einander hergestellt, so biegt die spätere an der ersten um.

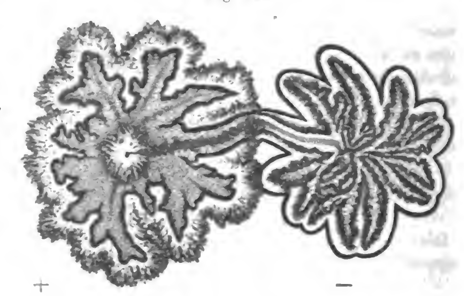
Sind beide Figuren durch entgegengesetzte Elektricitäten in hinlänglicher Entfernung gebildet, so verlängern sie sich in der Richtung der Verbindungslinie ihrer Zuleiter; eventuell umklammern die Zweige der positiven Figur die negative, sowohl bei gleichzeitiger, wie bei auf einander folgender Herstellung der Figuren [4].

---

[1] Mach u. Doubrava, Wien. Ber. **80** [2], p. 331, 1879*; Wied. Ann. 9, p. 64, 1880*. — [2] Doubrava, Elektr. Zustände, p. 30*. — [3] von Bezold, Pogg. Ann. **144**, p. 342, 1871*. — [4] von Bezold, l. c.

Sind die Zuleiter so nahe gestellt, dass ein Funken zwischen ihnen überspringt, so entsteht auf einer andererseits mit Stanniol belegten Glasplatte nach Antolik (l. c. §. 1087) die Fig. 290 gezeichnete Figur,

Fig. 290.




in welcher die ungleiche Ausbreitung beider Elektricitäten und die Funkenbahn deutlich hervortritt. Da wo die in der positiven und negativen Figur verlaufende Funkenbahn zusammentrifft, etwa auf $^1/_3$ der Funkenlänge von der negativen Elektrode entfernt, bildet sich ein staubfreies, einfaches oder V förmiges Fleckchen.

**1098** Die folgenden Erscheinungen lassen sich ohne Schwierigkeit einfach erklären. Schreibt man auf einer unelektrischen Harzplatte mit einer Spitze von Metall oder Holz, so zeigt sich die Schrift beim Bepulvern mit Mennige-Schwefelpulver roth, indem die Harzplatte daselbst negativ elektrisirt wird. Schreibt man auf einer durch Reiben mit Katzenfell negativ elektrischen Platte, so ist die Schrift gelb, indess durch Verästelungen undeutlich, indem durch Influenz aus der Spitze positive Elektricität auf die Platte überströmt [1]).

**1099** Ladet man eine Franklin'sche Tafel mit abnehmbaren Belegungen (Bd. II, §. 116) mit positiver Elektricität, entfernt die obere Metallplatte und bestreut die Glastafel mit Bärlappsamen, berührt die untere Belegung sowie einen Punkt der oberen Fläche der Glastafel mit den Kugeln des Ausladers, so erhält man eine negative Figur, bestehend aus einem staubleeren Kreise, der nur im Centrum etwas Staub zeigt und von Staub umgeben ist. Von einer Stelle des Kreises gehen laubähnliche Verästelungen aus. Bei negativer Ladung der Tafel erhält man unter dem Auslader einen kleinen Kreis, von dem viele verästelte Strahlen ausgehen [2]). Auch hier gelangt die von der unteren Belegung in grosser

[1]) Douliot, Carl Rep. 9, p. 406*; Journ. de Phys. 2, p. 260, 1873*. — [2]) Plücker in Schneider's Dissertation: De fig. electr. Bonn 1840*.

Dichtigkeit anlangende Elektricität auf die obere Glasfläche, verstäubt durch gleichartige Ladung des Glases und des Pulvers an der Uebergangsstelle das letztere und breitet sich dann, je nach der Art der Elektricität, in verschiedener Weise aus.

Legt man zwei ausserhalb mit Stanniol belegte Glasplatten unter Zwischenfügung einiger kleiner Glasstückchen mit ihren freien Flächen auf einander, verbindet beide Belegungen mit den Polen eines Inductoriums und unterbricht den inducirenden Kreis, so zeigt die innere Fläche der mit dem positiven Pol verbundenen Platte beim Bestäuben mit Mennige-Schwefelpulver einzelne kleine rothe, negative Figuren (einen rothen Fleck mit einem etwa doppelt so grossen rothen Ringe umgeben), denen auf der anderen Platte positive, fünf- bis siebenstrahlige Sterne in staubfreien, etwas grösseren Kreisen, als obige Ringe, gegenüberstehen [1]). **1100**

Die linearen Dimensionen der Figuren sind dem Abstande der Platten nahezu proportional. Die Glasdicke hat keinen Einfluss.

Bei stärkeren Ladungen ist umgekehrt die Platte, deren Belegung mit dem positiven Pol des Inductoriums verbunden war, mit gelben Sternen auf rothem Grunde, die andere mit rothen, von gelben Strahlenkränzen umsäumten Flecken bedeckt.

Bei sehr starken Ladungen ist die erstgenannte Platte mit einem strahligen Netze, in welchem rothe Flecke liegen, die andere mit verkrümmten Sternen auf rothem Grunde bedeckt.

Zwischen Gypsplatten treten elliptische Figuren auf.

Diese Verschiedenheiten beruhen darauf, dass bei schwachen Ladungen die den ladenden ungleichnamigen Elektricitäten auf den gegenüberliegenden Belegungen frei werden und bleiben, bei stärkeren sich aber mit einander ausgleichen, so dass dann beim Trennen der Platten die entgegengesetzten Elektricitäten daselbst auftreten und sich durch die Figuren markiren.

Wir haben bisher nur die Ercheinungen betrachtet, welche bei einfacher Richtung des Entladungsstromes einer Leydener Flasche auftreten. Oscilliren die Entladungen, so können sich die Verhältnisse ändern [2]). **1101**

Dies zeigt sich in einfacher Weise schon bei folgendem Versuch:

Lässt man erst eine negative Entladung durch eine Spitze auf eine andererseits mit Stanniol belegte und abgeleitete Glasplatte treten und leitet die Spitze ab, so tritt beim Bestäuben eine positive Strahlenfigur in der abgerundeten negativen hervor, da nun durch Influenz der ent-

---

[1]) von Bezold, München. Sitzungsber. 1869, **2**, p. 145, 371*; Pogg. Ann. **140**, p. 145, 1870*. — [2]) von Bezold, l. c. Wiederholt beschrieben von Righi, Mem. di Bologna [4] **3**, p. 291, 1882*, [3] **12**, p. 192, 209, 1883*; Beibl. **7**, p. 477*.

ferntereu negativ geladenen Stellen der Platte aus der Spitze positive Elektricität auf sie übertritt.

Lässt man ferner von der inneren Belegung einer aussen abgeleiteten Batterie durch ein Funkenmikrometer, z. B. positive Elektricität auf eine Stricknadel treten, die auf einer isolirenden Platte, z. B. einer Ebonitplatte steht, welche andererseits mit Stanniol belegt und abgeleitet ist, so erhält man beim Bestäuben der Platte oft nur einfache Figuren; die oscillirende Entladung der Batterie wird also dadurch nicht angezeigt. Bringt man aber vor der Nadel noch eine Zweigleitung zur Erde an, so erscheint auf der Platte eine negative Figur. Wird dabei die Platte nach der Ladung etwas verschoben, so wird die Figur excentrisch[1]). Wird das Funkenmikrometer mit dem einen negativen Pol eines Inductoriums verbunden, so entstehen bei geringen Schlagweiten auf der Platte negative Figuren, die bei vergrösserter Schlagweite ($l$) an Durchmesser ($d$) abnehmen ($l = 1$ mm, $d = 15$ mm; $l = 10$ mm, $d = 2$ mm), dann ausbleiben und darauf durch positive Figuren ersetzt werden. Die analogen Erscheinungen treten bei Verbindung des Mikrometers mit dem positiven Pol ein.

**1102** Aehnlich entstehen bei Einschaltung kleiner Widerstände, z. B. bei positiver Ladung der Flasche, einfache positive Figuren, bei Einschaltung grösserer Widerstände, z. B. von Wassersäulen, positive Strahlenfiguren mit einer inneren rothen, negativen Figur oder umgekehrt; bei noch grösseren Widerständen werden die Figuren wieder einfach, aber verzerrt. Die bei den mittleren Widerständen auftretenden gemischten Figuren entsprechen den oscillirenden Entladungen.

In ganz ähnlicher Weise sind in Folge der letzteren die Figuren aus beiden Arten zusammengesetzt, welche man erhält, wenn man einem Harzkuchen eine mit dem einen Pol des Inductoriums verbundene Spitze nähert, den inducirenden Kreis öffnet und den Harzkuchen dann mit Mennige-Schwefelpulver bestreut. Je nachdem die Spitze für den Oeffnungsstrom positiv oder negativ ist, überwiegt der positive oder negative Charakter der Figur[2]).

**1103** Während bei den bisherigen Versuchen sich die Elektricitäten von einem Punkt nach aussen ausbreiten, hat von Bezold l. c. auch Lichtenbergische Figuren bei entgegengesetzter Richtung der Elektricitätsbewegung hergestellt. Auf eine unbelegte Ebonitplatte wurden Stanniolringe von etwa 30 mm innerem und 32 mm äusserem Durchmesser geklebt, ein Zuleiter auf dem Ringe befestigt, ein anderer von unten unter dem Centrum des Ringes auf die Platte gebracht. Wurde darauf ein negativer Funken auf den Ring geleitet, so entstand auf der oberen Fläche der Platte eine rothe, von einem dunklen Rande umgebene Scheibe, die kaum radiale Sectoren zeigte; auf der unteren Fläche erschien eine

[1]) Righi, l. c. — [2]) Reitlinger, l. c.

positive Strahlenfigur. Wurde aber der Ring positiv elektrisirt, so zeigte sich nur an ihm ein gelber Reif, auf der unteren Fläche ein gewöhnlicher negativer Fleck. Ist die Platte unten belegt, so erhält man bei negativer Ladung des Stanniolringes rothe Strahlen vom Ringe zum Mittelpunkte, dagegen auf der äusseren Peripherie desselben nur schwache Anzeichen der Ausbreitung. Bei positiver Ladung erscheinen im Inneren des Ringes keine, oder nur undeutliche Aeste, nach aussen ein gelber Strahlenkranz. Die Figuren erscheinen also mehr oder weniger umgekehrt[1]).

**1104** Complicirtere Erscheinungen, bei welchen ebenfalls hin- und hergehende Entladungen auftreten können, sind die folgenden, ebenfalls von von Bezold beobachteten.

Wurde ein Funken der Elektrisirmaschine durch ein Funkenmikrometer und durch einen am Ende in zwei gleiche Drähte $A$ und $B$ gespaltenen Draht $D$ auf eine Ebonitplatte geleitet, während vor derselben eine Ableitung durch die langen Drahtrollen eines Inductoriums zur Erde angebracht war, so waren die unter $A$ und $B$ gebildeten Figuren gleich. Wurde Draht $B$ wesentlich verlängert, so war die Figur darunter grösser, während die unter $A$ immer kleiner wurde. Erst bei sehr grosser Länge von $B$ wurde die Figur unter $A$ wieder grösser. Die Leitungsfähigkeit und Dicke von $B$ hatte wenig Einfluss.

Aehnliche Resultate ergaben sich bei Dreitheilung des Drahtes $D$ in drei Drähte $A$, $B$, $C$.

Hebt man dabei einen der drei Drähte von der Platte ab, so dass er blind endet, so ändern sich die unter den anderen entstehenden Figuren durchaus nicht. Lässt man nur einen Draht $A$ auf die Platte treten, zweigt aber von demselben einen zweiten $B$, ein Funkenmikrometer enthaltenden, blind endenden Draht ab, so ändert sich der Charakter der Figur unter $A$, sobald bei Verminderung des Abstandes der Kugeln des Mikrometers Funken überspringen.

Werden zwei verschieden weit von der Platte entfernte Punkte $E$ und $F$ des Drahtes $A$ mit den Enden eines Drahtes $EGF$ verbunden, der an verschiedenen Stellen durch ein Funkenmikrometer unterbrochen ist, so entsteht in demselben kein Funken, wenn es in der Mitte des Drahtes $EGF$ angebracht ist, wohl aber an jeder anderen Stelle.

Wird ein Pol des Inductoriums mit einem Funkenmikrometer verbunden, die isolirte Kugel desselben mit zwei Drähten, die wieder mit den Kugeln eines Funkenmikrometers verbunden sind, so bleibt in letzteren der Funken aus, wenn beide Drähte gleich lang sind, gleich viel wie dick sie sind und aus welchem Stoff sie bestehen. Sonst erscheint derselbe.

---

[1]) Der Stanniolring muss hierbei fest auf die Platte geklebt sein, sonst können bei positiver Ladung Strahlen von ihm nach innen gehen (von Bezold, Sitzungsber. der München. Akad. 1880, p. 624*; Wied. Ann. **11**, p. 787, 1880* gegen Mach und Doubrava, Doubrava, Elektr. Zustände, p. 32*).

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektricität ist also für alle Drähte gleich [1]).

Ersetzt man das Funkenmikrometer im Draht durch eine einerseits mit Stanniol belegte, andererseits mit einer senkrechten Nadel versehene isolirende Platte, so entsteht je nach der Länge der zu beiden Seiten der Platte führenden Theile des Drahtes *EGF* auf derselben nach dem Bestäuben eine positive Figur, wenn der zur Nadel führende Zweig kürzer ist, also schneller durchlaufen wird, als der zur Belegung führende und umgekehrt eine negative, indem dann die zur Belegung früher kommende positive Elektricität die negative des Drahtes durch Influenz auf die Platte überführt. Bei mittleren Längen entsteht keine Figur. Ist der Charakter der Figuren dabei nicht entscheidend (sie erscheinen oft alle positiv), so entscheidet doch die veränderte Grösse derselben nach einem Polwechsel direct, ob sie positiv oder negativ sind.

**1105** Stellt man in den Weg der Elektricität einen kleinen, etwa 2 cm hohen Schirm von Hartgummi, so biegen bei positiver Entladung die Strahlen der Figuren um die Scheidewand um, ähnlich wie die Wirbelbewegungen, welche entstehen, wenn man eine die Platte bedeckende Flüssigkeit an der Zuströmungsstelle der Elektricität ansaugen würde.

Für negative Elektricität zeigt sich eine fast unbehinderte Ausbreitung der Elektricität. Dasselbe zeigen die Lichterscheinungen im Dunkeln, bei denen bei positiven Entladungen die Lichterscheinung durch die Vorderfläche der isolirenden Platte begrenzt ist, bei negativen über dieselbe hinüberwallt.

**1106** Auf schlechten flüssigen oder zähflüssigen Leitern, Petroleum, Olivenöl, venetianischem Terpentin, bilden sich beim Aufströmen von Elektricität aus einem zugespitzten Metallstabe Eindrücke von der Form der Lichtenbergischen Figuren, welche je nach der Zähigkeit der Flüssigkeit mehr oder weniger schnell verschwinden [2]).

Lässt man einen schwachen Funken positiver Elektricität auf eine mit einem Gemisch von 100 Thln. Harz, 10 Thln. schwarzem Pech und 1 Thl. Wachs 1 bis 2 mm dick überzogene Metallplatte vor dem Erstarren des Harzes aus einer Leydener Flasche übergehen, so entsteht in der Mitte ein etwas vertieftes rundes Fleckchen, aus dem nach allen Richtungen verästelte Furchen ausstrahlen. Beim Bestäuben legt sich das Pulver in die Furchen ein [3]).

Bei starken Funken bilden sich auf der Platte Falten, welche daher

---

[1]) von Bezold nimmt hier an, dass die in Draht *B* eintretende Elektricität an seinem Ende reflectirt wird und mit den ankommenden Wellen interferirt, so dass die Stellen des Drahtes, an denen Maximal- und Minimalfiguren erscheinen, den Schwingungsbäuchen und Knoten zu vergleichen sind. — [2]) Auf Oel schon 1862 von Reitlinger und Zerjau beobachtet, Wien. Ber. **46** [2], p. 374, 1862*; dann von Holtz, Wied. Ann. **11**, p. 716, 1880*. — [3]) Antolik, Wied. Ann. **15**, p. 479, 1882*.

zu rühren scheinen, dass die influenzirte negative Elektricität der Metallplatte überall zur positiven Oberfläche des Harzes durchzudringen strebt.

Bei negativer Elektrisirung erscheinen 4 bis 5 qcm grosse, sehr regelmässige, concave, und an ihrem Rande angeschwollene Scheibchen. Bei schneller Bestäubung bleiben die Figuren staubfrei; nach einiger Zeit bestäubt, überziehen sie sich mit einer nach aussen dünner werdenden Mennigeschicht. In den Scheibchen treten oft kleine, 0,5 bis 1 mm hohe Kegel auf, die wohl wieder davon herrühren, dass die auf der Metallplatte vertheilte positive Elektricität sich zu der negativen auf der Oberfläche auf dem kürzesten Wege hinbewegt.

Etwas später bilden sich bei längerer Berührung der Harzfläche mit der Flasche auch im Inneren der negativen Figur durchfurchte, am Rande verästelte Scheibchen, die wiederum auf die vertheilende Rückwirkung der Metallplatte zurückzuführen sein dürften.

**1107** Die durch das Aufströmen der Elektricität auf eine Harzfläche bedingte Veränderung zeigt sich auch noch nach einiger Zeit, wenn man dieselbe zum Schmelzen erhitzt. An der Stelle der Entladungen treten selbst noch nach mehreren Wochen rillenförmige, den Lichtenbergischen analoge Figuren auf[1]).

**1108** Von grossem Einfluss auf die Ausbildung der Lichtenbergischen Figuren ist die Leitungsfähigkeit der die Elektricität zuführenden Spitze.

Wird an Stelle eines zugespitzten Metallstabes ein Holzstab zur Zuführung der Elektricität auf eine Harzfläche verwendet, so sind die positiven Figuren den gewöhnlichen negativen ganz gleich[2]).

Wie ein Metallstab verhalten sich nach Reitlinger und Wächter[3]) andere gute Leiter, Kohlen, Bleiglanz, Schwefelantimon, Hämatit, wasserhaltige Salze und Lösungen in capillar ausgezogenen Röhren oder in Form eines auf die Mitte der Platte gebrachten Tropfens; wie der Holzstab dagegen Elektroden von Papier, Hanf, Watte, Wolle, Gyps, Doppelspath, Flussspath u. s. f. Feste Nichtleiter, trockenes Glas u. s. f. geben selbstverständlich keine Figuren, ebenso wenig Benzol, Terpentinöl, Petroleum, welche bei der Entladung fast momentan über die Platte ausgebreitet werden. — Bedeckt man einen 2 bis 5 cm dicken Holzstab unten mit Bronzepulver, fein vertheiltem Eisen oder Messing, so giebt er Strahlenfiguren, ist er rein, nur Scheibenfiguren.

Verwendet man eine Petroleumfläche, so erscheint analog, wie wenn die positive Elektricität durch einen Holzstab zugeführt wird und sich geräuschlos entladet, die positive Figur einfach kreisförmig. Umgekehrt ist die negative Figur bei schnellerem Ausströmen aus einer Metallspitze strahlenförmig.

---

[1]) Blake, Sillim. J. [2] 49, p. 289, 1870*. — [2]) Holtz, Wied. Ann. 11, p. 718, 1880*. — [3]) Reitlinger und Wächter, Wien. Ber. 83 [2], p. 677, [illegible]*; Wied. Ann. 14, p. 597*.

**1109** Auch in Rauchschichten können Figuren entstehen, welche den Lichtenbergischen ähnlich sind.

Lässt man nach Antolik [1]) in einem durch Wasser gekühlten Eisenrohre mit etwas Zucker gemischten Tabak in einem hindurchgeblasenen Luftstrome langsam verbrennen und den Rauch durch eine breite und schmale Oeffnung auf einen glatten schwarzen Tisch fliessen, dem man den Knopf einer geladenen Leydener Flasche bis auf etwa 1 m Entfernung nähert, so entstehen vom Mittelpunkte ausgehend rundliche 1 bis 2 qcm grosse Wölkchen, die in concentrischen Kreisen geordnet und vielfach radial durchbrochen sind. Bald verschwindet die Erscheinung.

Eine Glasplatte zwischen der Rauchfläche und dem Knopf der Flasche hindert das Auftreten derselben, sie scheint also nicht sowohl durch Influenz, als durch kleine Entladungen bedingt zu sein, welche Luftstösse verursachen.

Bei Annähern der Flasche verwaschen sich die Wölkchen.

Zuweilen erscheinen die Wölkchen gekräuselt, heben sich in die Höhe und sinken bald nieder, auch zeigen sich gelegentlich schlängelnde, scharf begrenzte, mit der Zeit an Zahl zunehmende Furchen, welche den Bewegungen der Leydener Flasche folgen und wohl dem Ausströmen der Elektricität aus einzelnen Spitzen u. s. f. auf den Knopf zuzuschreiben sind.

Bei negativer Ladung muss die Flasche näher an die Rauchschicht gebracht werden.

**1110** In Betreff der Ursachen der verschiedenen Ausbildung der positiven und negativen Lichtenbergischen Figuren sind mehrfache Hypothesen aufgestellt worden. Zunächst hat Riess [2]) nachgewiesen, dass sie ihre Entstehung stets diruptiven Entladungen verdanken.

Befestigt man eine Leydener Flasche längere Zeit mit ihrem (4''' grossen) Knopfe über einer einseitig mit Pech bedeckten Metallfläche, so zeigt sie bei dem Bestreuen mit Mennige-Schwefelpulver eine Anzahl gelber und rother Flecke, je nachdem die Flasche positiv oder negativ geladen ist, ohne wesentlichen Unterschied der Gestalt. Dasselbe geschieht, wenn man den einen oder anderen Pol der trockenen Säule auf die Pechplatte bringt und sie dann nach einiger Zeit bestäubt. Hier geht die Elektricität langsam durch Zerstreuung auf die Platte über. Bei der Berührung der Platte mit dem Knopfe der Flasche geschieht dies in einer discontinuirlichen Entladung (oft mit einem zirpenden Geräusch) und dann entstehen beim Bestäuben Lichtenbergische Figuren.

Riess hat ferner versucht, den verschiedenen Charakter der positiven und negativen Lichtenbergischen Figuren auf secundäre, die diruptive Entladung begleitende Umstände zurückzuführen. Er meint,

[1]) Antolik, Wied. Ann. 1, p. 310, 1877*. — [2]) Riess, Reibungselektr. 2, p. 212, 1853*.

wenn Wasserdämpfe u. dergl. m. auf der Harzplatte condensirt sind und durch die ersten Theile der discontinuirlichen Entladung der Flasche von der Platte losgelöst und über sie hingeführt werden, dass dieselbe dadurch negativ geladen wird. Die nun folgenden Partialentladungen sollen sich auf dieser negativen Oberfläche leichter und weiter ausbreiten, wenn sie positive, als wenn sie negative Elektricität auf die Platte führen, wodurch sich die Unterschiede der Grösse und Form der positiven und negativen Figuren erklären sollten.

Dass in verdünnter Luft positive und negative Figuren mehr und mehr einander ähnlich werden, wurde auf das allmähliche Verschwinden der die Feuchtigkeitsschicht forttreibenden Büschelentladung zurückgeführt.

**1111** Gegen diese Erklärung spricht zunächst die Herstellung der Figuren auf stark erhitzten Harzflächen nach Antolik, auf welchen keine Wasser- und Gasschichten mehr condensirt sein können. Sodann bewahren auch nach von Bezold[1]) die Figuren unverändert ihren Charakter, selbst wenn die Flächen, auf denen sie erzeugt werden, vorher durch eine Glimmentladung entgegengesetzt elektrisirt worden sind.

Endlich erscheinen die Figuren auf allen Harzen gleich, obgleich bei dem Lullin'schen Versuche (§. 1077) eine Karte, welcher von entgegengesetzten Seiten an zweien in einiger Entfernung von einander befindlichen Stellen zwei Spitzen genähert werden, durch die Funkenentladung der Leydener Flasche an der positiven oder negativen Spitze durchbohrt wird, je nachdem die Karte mit Kolophonium oder rothem Siegellack überzogen wird. Auch hier sollte die negative Elektrisirung der Karte durch die von der positiven Spitze ausgehende Büschelentladung stets die Durchbohrung an der negativen Spitze bedingen[2]).

**1112** Vielmehr sind die Lichtenbergischen Figuren ganz analog den Lichterscheinungen, welche man erhält, wenn man positive oder negative Elektricität im Dunkeln aus einer Spitze auf verschiedene Flüssigkeiten, Wasser, Schwefelsäure, Terpentinöl, auf eine Harzplatte oder eine bestäubte Metallplatte strömen lässt. Obgleich die Natur dieser Körper sehr verschieden ist, sind doch die Lichterscheinungen die gleichen. Dieselben können gerade wie die Figuren in gewissen Fällen, z. B. in Terpentinöl und Olivenöl, ihren Charakter umkehren (vergl. §. 1095).

Eine Erklärung der Lichtenbergischen Figuren wird also durch die Erklärung der verschiedenen Ausbreitung der beiden Elektricitäten gegeben sein, wobei die dielektrische Polarisation der schlecht leitenden Platte, resp. die Wirkung der Influenz, wenn sie auf der Hinterfläche

---

[1]) von Bezold, l. c. — [2]) von Waltenhofen, Pogg. Ann. **128**, p. 606, 1866*.



mit einem abgeleiteten oder isolirten Leiter bedeckt ist, mit in Betracht zu ziehen sind.

Da die Versuche lehren, dass cet. par. die positive Elektricität erst bei einem grösseren Antrieb und mit einer grösseren Anfangsgeschwindigkeit aus einem geladenen Leiter ausströmt, ist es erklärlich, dass sich die positiven Figuren im Allgemeinen weiter ausbreiten als die negativen, ganz ebenso wie das positive und negative Büschel. Eben wegen der grösseren Spannung der positiven Elektricität bei der Entladung vermag sie leichter zwischen den auf der Oberfläche zerstreut liegenden, besser und schlechter leitenden Theilchen überzugehen als die negative, wodurch sich die strahlige Gestalt der positiven und die mehr abgerundete der negativen Figuren erklärt. Auch kann man annehmen, dass bei der positiven Entladung unregelmässig von der Spitze her Metalltheile über die Platte in verschiedenen Richtungen hingeführt werden und sie so elektrisiren. Solche secundäre Ursachen müssen wir für die Strahlenbildung der positiven Figuren annehmen, da sonst gar kein Grund vorhanden wäre, weshalb die Elektricität sich nach bestimmten Richtungen weiter ausbreitete als nach anderen. Wenn bei langsamerer Zufuhr der Elektricität nach dem ersten Beginn der Entladung die Elektricitäten den Theilchen nicht mehr eine so grosse Geschwindigkeit ertheilen als bei schneller, werden die Strahlen der positiven Figuren nicht mehr so regelmässig, sondern krümmen sich durch secundäre Umstände, Hindernisse der Bewegung und gegenseitige Abstossung der gleichnamig elektrisirten Theilchen. Da bei Verdünnung der Luft die Entladung bei geringerem Potential geschieht, auch weniger Metalltheilchen fortgeführt werden, so treten die Strahlen der positiven Figuren mehr zurück.

Die Annahme, dass überhaupt nur die positiven an der Elektrode disaggregirten Theilchen einen Impuls erhalten und so die positiven Figuren bilden, während bei der negativen Entladung dieser Impuls fehlt[1]), ist zu weit gegriffen, da man in der That mit negativer Elektricität Strahlenfiguren erhalten kann. Richtet man es durch die Form der Spitzen oder durch Anwendung schlecht leitender Körper (Holzstäbe) zur Herstellung derselben so ein, dass die positive Elektricität der Platte nur langsam zuströmen kann, so nehmen dem obigen entsprechend nach den Versuchen von Holtz (§. 1108) die positiven Figuren die Gestalt der negativen an.

Dass bei Bedeckung des unteren Theils eines Holzstabes mit Metallpulver wieder Strahlenfiguren erscheinen, beruht darauf, dass einmal leichter zerstäubbare Massen vorhanden sind[2]), und dann auch, dass nach der Entladung an der kritischen Stelle die ganze auf der metallisch belegten Fläche befindliche Elektricität der erst entladenen nachströmt

---

[1]) Reitlinger, Wien. Ber. **41**, p. 358, 1865*. Reitlinger und Wächter, Wien. Ber. **83** [2], p. 560, 1881*; Wied. Ann. **14**, p. 594, 1881*. — [2]) Reitlinger u. Wächter, l. c.

und so wieder die Entladung schneller erfolgt als bei einer reinen Holzspitze. Auch dürfte die Fortschleuderung der Gase zu der des Stoffes der Elektroden hinzuzunehmen sein.

Da ferner in sehr verdünnter Luft die Lichtenbergischen Figuren in ihren charakteristischen Formen nicht entstehen, so können sie nicht allein durch die Ausbreitung der Elektricität in der sehr verdünnten Gasmasse bedingt sein, sondern müssen mit einer mechanischen Fortführung, wie in der Büschelentladung, verknüpft sein.

Wenn man dagegen anführt, dass die Lichtenbergischen Figuren, während gleichzeitig in capillaren Räumen durch Funken Luftschwingungen (Explosionswellen) entstehen, ihre Gestalt bewahren[1]), so scheint dies obige Ansicht nicht zu entkräften, da jene Wellen sich jedenfalls viel langsamer fortpflanzen, als die Figuren entstehen.

**1113** Ich habe die verschiedene Erscheinung der positiven und negativen Büschelentladung, sowie der Lichtenbergischen Figuren auf das verschiedene, zur Entladung erforderliche Potential zurückzuführen gesucht, wodurch cet. par. bei der Entladung die mit Elektricität beladenen und von den Elektroden fortgerissenen Theile eine verschiedene Anfangsgeschwindigkeit erhalten.

Zu einer anderen Hypothese ist von Bezold[2]) durch die Analogie zwischen der Ausbreitung der Gasentladungen und der Lichtenbergischen Figuren einerseits und der der strömenden Flüssigkeiten andererseits geführt worden.

Aus einem Trichter floss Tragantschleim durch eine bis dicht an die Oberfläche des ausfliessenden Schleims reichende, oben in eine feine Spitze endende Röhre aus. Auf den Schleim war etwas mit Weingeist angerührtes Saftgrün gespritzt. Dabei bildete letzteres einen schönen Stern, ganz wie eine positive Lichtenbergische Figur. Derselbe war um so regelmässiger, je schneller der Schleim ausfloss.

Wie wir erwähnt haben, haben die Lichtenbergischen Figuren bei langsamem Ausströmen der Elektricität gekrümmte Aeste; analog bilden sich krabbenförmige Figuren, wenn man die Flüssigkeit langsam ansaugt.

Breiten sich Tropfen von Aether oder Benzin auf einer mit Schwefel-Mennigepulver bedeckten Glasplatte aus und ziehen sich dann durch die stärkere Verdunstung zusammen, so entsteht im ersten Theil des Verlaufes der Versuche ein ziemlich regelmässiger, kreisförmiger Rand, im zweiten bleiben radiale Streifen des Pulvergemisches innerhalb desselben zurück. Scheidewände wirken auf die Ausbreitung der Lichtenbergischen Figuren, wie auf die der strömenden Flüssigkeiten (vgl. §. 1105).

von Bezold glaubt deshalb annehmen zu können, dass bei der

---

[1]) Mach und Doubrava, Wien. Ber. 80 [2], p. 331, 1879*; Wied. Ann. 9, p. 64, 1880*. — [2]) von Bezold, Pogg. Ann. 144, p. 538 u. flgde.*

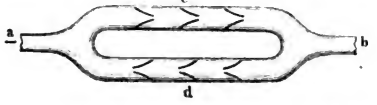


positiven Entladung eine Bewegung gegen den Zuleiter hin, bei der negativen eine solche von dem letzteren fort stattfinde, wobei im letzteren Falle Wirbelbewegungen eintreten.

Hierfür sollen auch die Veränderungen der Lichtenbergischen Figuren sprechen, wenn man die Elektricitäten nicht vom Centrum zur Peripherie, sondern umgekehrt auf den nichtleitenden Platten übergehen lässt (§. 1103).

Auch bei den Trichterröhren findet von Bezold eine Analogie. Bläst man z. B. in eine verzweigte Trichterröhre von der Form Fig. 291

Fig. 291.




von *a* aus hinein, so geht der Luftstrom durch die Hälfte *c* der Röhre, ganz wie ein vom negativen Pol *a* kommender Entladungsstrom.

Ob und in wie weit diese Analogie zu einer wirklichen Erklärung führen kann, bleibt weiteren Untersuchungen vorbehalten.

**1114** Anders, als auf nichtleitenden Platten, gestalten sich die durch Pulvergemische nachzuweisenden Erscheinungen auf leitenden Metallplatten. Dabei erscheinen die zuerst von Kundt[1]) beobachteten und studirten Staubringe.

Lässt man eine Entladung zwischen einer Metallspitze oder Kugel zu einer mit einem schlechtleitenden Pulver, z. B. Lycopodium, Kieselsäure oder Mennige-Schwefelgemisch bestreuten Metallplatte übergehen, so dass die Spitze als negative Elektrode dient, so bleibt nach dem Wegblasen das Pulver auf der Platte unter der Spitze in einer Kreisfläche haften, welche zuweilen noch von einem Ringe umgeben ist, der bei weiterem Abstande der Spitze von der Platte verschwindet[1]) und bei grosser Nähe allein übrig bleibt[2]). Ist die Spitze positiv, so erhält man unter ihr, ausser wenn sie sehr fein ist, die Figuren schwieriger[1]), bez. bei sehr grosser Nähe der Spitze und Platte einen staubleeren Kreis, in dessen Mitte sich ein Häufchen Pulver ansammelt[2]).

Graphitpulver giebt keine derartige Ringe[3]).

**1115** Mit wachsendem Durchmesser *y* der Metallplatte wächst nach Röntgen[4]) allmählich der Kreisdurchmesser *x* etwa nach der Formel $x = by/(a - y)$, wo *a* und *b* Constante sind (wobei auch die Aenderung

---

[1]) Kundt, Pogg. Ann. **136**, p. 612, 1862*. — [2]) Ewald, Soc. de Phys. de St. Petersb. 1876, p. 23*; J. de Phys. **5**, p. 256, 1876*. — [3]) Karras, Pogg. Ann. **140**, p. 160, 1870*. — [4]) Röntgen, Pogg. Ann. **151**, p. 226, 1874*.

der Potentiale in den Platten von der Mitte aus zu berücksichtigen sind). Sind die Platten abgeleitet, so ist die Aenderung kleiner. Das Metall der Platte hat keinen Einfluss, wohl aber ihre Oberflächenbeschaffenheit. Ist die ausströmende Elektricität negativ, so ist die Figur unter einer Spitze gleich leicht zu erhalten und gleich gross, mag die Platte glatt oder rauh sein; mit positiver Elektricität bildet sie sich leichter auf polirten, als auf rauhen Flächen [1]). Cet. par. liefert nach Röntgen ausströmende negative Elektricität grössere Kreise.

Mit wachsendem Abstande der Spitze von der Platte wächst nach Kundt der Durchmesser des Kreises, bei sehr (1 m) grossen Platten nach Röntgen bis zu einem mit zunehmender Schärfe der Spitze früher erreichten Maximum und nimmt dann auf Null ab [2]).

Die Figur ist im Allgemeinen um so grösser, je spitzer der Ausströmungskegel ist [3]).

Mit wachsender Elektricitätsmenge nähert sich der Kreisdurchmesser um so schneller einem Maximum, je stumpfer die Spitze und je kleiner die Platte ist.

Mit der Dicke der Lycopodiumschicht nimmt der Durchmesser zu [4]).

In verschiedenen Gasen zwischen einer mit der inneren, positiv geladenen Belegung einer Leydener Flasche verbundenen Platte und einer ihr gegenübergestellten Nähnadel dargestellt, zeigen nach Röntgen die Staubringe im Mittel folgende relative Durchmesser, in Luft 72 mm, Kohlensäure 79 mm, Leuchtgas 90 mm, Wasserstoff 93 mm.

Mit der Verdünnung der Gase wächst der Durchmesser der Ringe.

**1116** Die Ursache dieser Ringfiguren dürfte die sein, dass sich das Pulver durch die von der Spitze ausgehenden elektrisirten Lufttheilchen vorübergehend ladet, dadurch von der unelektrischen oder entgegengesetzt elektrischen Platte angezogen wird und so eine festere adhärirende Masse von dichterem Gefüge bildet. Dabei ist wieder die verschiedene Ausbreitung der positiven und negativen Entladung zu berücksichtigen. Das Verhalten der elektrischen Entladung in schwach verdünntem Raume zwischen Platte und Spitze (§. 537) kann für letztere einen Anhaltspunkt bieten.

## 2. Entladungen auf und in Flüssigkeiten.

**1117** Nähert man der Oberfläche einer abgeleiteten Flüssigkeit, Quecksilber, Wasser, Kochsalzlösung u. s. f. eine mit dem einen oder anderen Pol einer Elektrisirmaschine, Influenzmaschine oder eines Inductoriums

---

[1]) Karras, l. c. — [2]) Eine unregelmässige Zunahme nach dem Gesetze einer gewellten Curve (Schneebeli, Arch. des Scienc. phys. et nat. [2] 46, p. 269, 1872*) hat Röntgen nicht beobachtet. — [3]) Schneebeli, l. c. — [4]) Karras, l. c.

verbundene Spitze, so treten je nach der Polarität derselben Glimmer ladungen auf, welche den Lichtenbergischen Figuren analog sin Dabei zeigen sich indess noch besondere Eigenthümlichkeiten.

Wir haben bereits §. 996 erwähnt, dass schon Ritter[1]) beobacht hatte, als er einen mit dem negativen Pole der Säule verbundenen, z gespitzten Eisendraht in Quecksilber tauchte, welches als positive Ele trode diente, und dann herauszog, dass neben dem Funken auf de Quecksilber sich ein schwarzer Stern von oxydirtem Quecksilber bildet War die Spitze dagegen positiv, so entstanden auf dem Quecksilber nac dem Herausheben unter der Spitze mit Ringen umgebene Punkte.

Ganz analoge Versuche kann man mit den Inductionsfunken an stellen.

**1118** Aehnliche Erscheinungen zeigen sich auch auf der Oberfläche ande rer Flüssigkeiten.

Nähert man eine zugespitzte Drahtelektrode der Oberfläche eine Flüssigkeit, z. B. Wasser, noch besser verdünnter Schwefelsäure, in welch man die negative Elektrode gesenkt hat, und verbindet beide Elektroden mit den Conductoren einer Elektrisirmaschine, am besten einer Influenz maschine, so verästeln sich, wenn die Spitze positiv ist, die von ihr aus gehenden Funken in einer blauen ausgezackten Lichtscheibe sternförmig mit vielen Aesten auf der Wasserfläche, während, wenn die Spitze negativ ist, der Strom weniger verzweigt, die Lichtscheibe nicht ausgezackt ist.

Werden grosse Widerstände in die Leitung eingeschaltet, so ist der auf die Wasserfläche auffallende Funken dick und gelb und auf dem Wasser roth und sternförmig.

Ist die Wasserfläche isolirt und stehen ihrer Oberfläche in genügender Entfernung zwei mit den Conductoren der Holtz'schen Maschine verbundene Spitzen gegenüber, so erscheint bei genügendem Abstand derselben von einander unter jeder die entsprechende Figur.

Dabei sind die in der Lichthülle unter der negativen Spitze übergehenden Funken nur vertical, wenn man die Hülle seitlich fortbläst; sonst sind sie stets gekrümmt und nach einer Seite gerichtet. Unter der positiven Spitze werden die Funken mit der Lichthülle beim Blasen zerstreut[2]).

Auf feuchtem Holz, am besten Tannenholz, sind die Figuren meist elliptisch[3]) oder polygonal mit Kanten, welche den Fasern parallel sind und auf ihnen senkrecht stehen. Sind die Elektroden so weit von einander entfernt, dass kein Funken zwischen ihnen übergeht, so erscheinen zwei leuchtende, gegen die Richtung der Holzfasern senkrechte Zungen.

---

[1]) Ritter, Gilb. Ann. 9, p. 350, 1801*. — [2]) Fernet, Compt. rend. 59, p. 1006, 1864*. — [3]) Righi, Atti della R. Accad. dei Lincei [3] 1, p. 13, 1877*; Beibl. 2, p. 41*.

1119 Auch bei Anwendung einer galvanischen Säule von grosser elektromotorischer Kraft kann man dasselbe Phänomen beobachten. Schon beim einfachen Schliessen eines Trogapparates, dessen Poldrähte in Wasser tauchten, bemerkte Cruickshank[1]) ein Lichtbüschel, als der positive Draht, ein kleines Lichtkügelchen, als der negative Draht aus dem Wasser herausgehoben wurde.

1120 Ganz ähnliche Versuche kann man mit dem Inductorium anstellen. Dabei geht zwischen einer feinen Metallspitze und der Flüssigkeitsoberfläche unter Erglühen der ersteren nur der Stromesantheil hindurch, für welchen der Platindraht als negative Elektrode dient. Die Trennung der Ströme ist so vollkommen, dass in einem in den Schliessungskreis eingeschalteten Voltameter an den Elektroden die Gase, Sauerstoff und Wasserstoff, genau im Volumenverhältniss 1 : 2 abgeschieden werden. Namentlich Lösung von Quecksilberchlorid in Kochsalzlösung dient bei schwächeren Strömen sehr gut zu diesen Versuchen[2]).

Wird Chlormagnesiumlösung verwendet, so scheidet sich bei sehr starken Strömen auf der dicht an die Oberfläche gebrachten Platinelektrode Magnesium aus, welches sogleich mit hellstem Glanze verbrennt.

Legt man unter beide Spitzen einen mit Jodkaliumlösung befeuchteten Papierstreifen, so entsteht unter beiden ein brauner Fleck von Jod, wenn er auch unter der positiven Spitze grösser ist, so dass also nicht alle der Schliessungsinduction entsprechenden Entladungen ausgeschlossen sind. — Mit Gold-, Silber- und Platinlösungen getränkte Papierstreifen färben sich unter der positiven Spitze bräunlich, trocknen daselbst und beginnen zu glimmen. Unter der negativen Spitze scheidet sich ein dunkler Fleck von reducirtem Metall ab. — Auf einem mit Kupfervitriollösung getränkten Bande erscheint der von der positiven Elektrode ausgehende Funken rosaviolett, der von der negativen ausgehende feuerroth.

Auf Papier, welches mit feuchtem Quecksilberjodid überzogen ist, zeichnen sich die verzweigten Strahlen in gelber Farbe dauernd ab.

1121 Bei derartigen Versuchen treten noch besondere Erscheinungen an den Elektroden selbst ein.

Als Hare[3]) z. B. einen als negative Elektrode dienenden Eisendraht in Chlorcalciumlösung senkte, die mit dem positiven Pol der Säule verbunden war, schmolz er bei der Berührung der Flüssigkeit; ein Platindraht erhitzte sich dabei. Makrell[4]) tauchte in ähnlicher Weise in verdünnte Schwefelsäure, die als positive Elektrode diente, einen Eisen-

[1]) Cruickshank, Nichols. Journ. 5, p. 80*; Gilb. Ann. 9, p. 353, 1801*. — [2]) Bouchotte, Compt. rend. 65, p. 759, 995, 1867*; Mondes 15, p. 191 und E. Becquerel, Compt. rend. 65, p. 1097, 1867*. — [3]) Hare, Archives de Genève 1, p. 578, 1844*. — [4]) Makrell, Arch. 1, p. 575; Proceed. London El. Soc. 1841 bis 1842.

draht als negative Elektrode. Derselbe verbrannte mit rother Flamme. War die Verbindung umgekehrt, so schmolz der Draht beim Berühren der Flüssigkeit. Selbst beim Eintauchen bis zu 4 bis 5 cm Tiefe blieb er rothglühend. Kupfer- und Zinkdrähte zeigen dieselben Erscheinungen, nur ist die Farbe, mit welcher sie als positive Elektroden verbrennen, blau und purpur.

Nähert man der Oberfläche von concentrirter Schwefelsäure, welche mit dem positiven Pol einer starken Säule (40 bis 80 Bunsen'schen Elementen) verbunden ist, langsam einen spitzen, mit dem negativen Pol verbundenen Platinstab, so umgiebt sich derselbe, ohne zu glühen und ohne dass eine Wasserzersetzung zu sehen ist, mit einem schwach bläulichen (lavendelblauen) Glimmlicht. Dieses Leuchten ist der den Draht umgebenden Gasatmosphäre zuzuschreiben und unterscheidet sich wesentlich vom Glühen des Drahtes. Erst bei tieferem Eintauchen des Drahtes beginnt die Elektrolyse zuweilen mit einer Explosion [1]) und das Licht hört auf [2]).

Hebt man den negativen Draht aus der Flüssigkeit, so erscheint ein 8 bis 10 mm langer blauer Kegel zwischen ihm und derselben. Die Flüssigkeit ist unter dem Drahte vertieft und der Draht schmilzt [3]). — Der Versuch gelingt besonders gut, wenn man die Flüssigkeit vorher erwärmt [4]). Ist die in dieselbe tauchende Spitze positiv, so zeigt sich die Erscheinung viel schwächer, die Spitze wird beim Eintauchen glühend, es bilden sich helle Funken zwischen Spitze und Flüssigkeit. Bei tieferem Eintauchen beginnt auch hier die Elektrolyse unter Verschwinden der Erscheinung, und ein in den Stromkreis eingeschaltetes Galvanometer giebt eine grössere Intensität des Stromes an, als während des Auftretens des blauen Glimmlichtes [5]).

In Lösung von Kochsalz zeigen sich ähnliche Erscheinungen; auch hier kann man die in die Lösung eingetauchte negative Elektrode ein Ende von derselben zurückziehen und erhält einen kleinen grüngelben Lichtbogen. Mit der positiven Elektrode gelingt dies nicht. — Aehnlich verhält sich eine Lösung von schwefelsaurem Kali.

Auch bei verdünnter Schwefelsäure beobachtet man analoge Phänomene, namentlich ist das lavendelblaue Licht an der positiven Elektrode sehr schön. Netzt man eine baumwollene Schnur mit verdünnter Schwefelsäure und senkt zwei als Elektroden dienende Platindrähte hinein, so brennen sie Löcher hinein; das unter dem negativen Draht gebildete Loch füllt sich mit lavendelblauem, das unter dem positiven mit gelbrothem Licht [6]).

---

[1]) Slouguinoff, J. de phys. **10**, p. 419; J. de la Soc. phys. chim. Russe, **12**, p. 193, 1881*; Carl's Repert. **18**, p. 333, 1882; Beibl. **5**, p. 901*, **7**, p. 52*. — [3]) Fizeau u. Foucault, Ann. de Chim. et de Phys. [3] **11**, p. 370*; Pogg. Ann. **63**, p. 463, 1844*. — [4]) Grove, Phil. Transact. 1852, **1**, p. 88*. — [5]) Quet, Compt. rend. **36**, p. 1012, 1853*; Pogg. Ann. **92**, p. 185*. — [6]) Aehnlich Fizeau u. Foucault, l. c. — [6]) Van der Willigen, Pogg. Ann. **93**, p. 285, 1854*.

Bei einer Lösung von Kalilauge leuchtet die negative Elektrode mit mehr purpurfarbenem Lichte.

In Salpetersäure vom specifischen Gewicht 1,324 erscheint nach Slouguinoff l. c. beim Durchleiten eines Stromes von 17 Poggendorff'schen Elementen zuerst die negative, weniger tief eingesenkte Elektrode mit Glimmlicht bedeckt, nachher wird sie leuchtend und wie mit erhitzten Kügelchen oder Glasbläschen bedeckt, wobei ein zischendes Geräusch entsteht. Bei der ersten Lichterscheinung wird die Elektrode nicht corrodirt, bei der zweiten wird sie matt. In einer Lösung von Platinchlorid in Salzsäure scheidet sich auf dem zuletzt eingesenkten negativen Platindraht Platinpulver ab, und derselbe ist mit glühenden gelben Sternchen bedeckt.

**1122** Eine ähnliche Erscheinung beobachtete Planté[1]). Er leitet einen Strom von etwa 10 Bunsen'schen Elementen mittelst zweier Kupferdrähte als Elektroden durch verdünnte Schwefelsäure ($^1/_{10}$); dabei überzieht sich die positive Elektrode mit schlecht leitendem, in der Säure schwer löslichem Oxyd; die Stromintensität nimmt ab. Die Oxydhülle wird dicker, fällt ab, und die Intensität steigt. Endlich nach Wiederholung dieser Erscheinung bildet sich namentlich an der Spitze des Drahtes viel Oxyd, welches mit einem zischenden Geräusch fortgeführt wird, während der Draht sich zuspitzt und die Stromintensität bedeutend steigt. Bei Annäherung eines Magnetes rotiren die Oxydtheilchen in der Säure.

Möglicherweise bildet sich hier ein kleiner Lichtbogen an dem Ende des Drahtes, welcher sich nach dem Ueberzug mit der schlecht leitenden Hülle einstellt, wo die Dichtigkeit der Elektricität am grössten ist.

**1123** Senkte Planté[2]) in sehr saures Wasser die positive Elektrode eines Accumulators von 200 Bleisuperoxydelementen von der sehr grossen elektromotorischen Kraft 540 Daniells, so schmolz die der Oberfläche genäherte negative Elektrode; war das Wasser wenig sauer, so entstanden unter derselben Elektrode knatternde, mehrere Minuten dauernde Funken. War die negative Elektrode in Kochsalzlösung eingesenkt und näherte man ihr die positive, so bildete sich beim Contact mit starkem Geräusche eine leuchtende Kugel, die bei Hebung der Elektrode bis zu 1 cm Durchmesser sich vergrösserte und bei tieferer Einsenkung schnell rotirte, sich dann losriss, wie wenn sie von der negativen Elektrode angezogen würde und an letzterer eine Explosion und eine Flammenerscheinung hervorrief. Diese Kugel ist nicht gasförmig, sondern flüssig und erinnert an den sphäroidalen Zustand.

An den Wänden des Gefässes eingesenkt, erzeugt die positive Elek-

---

[1]) Planté, Arch. Nouv. Sér. 7, p. 332, 1860*. — [2]) Planté, Compt. rend. [?] 80, p. 113*, 81, p. 186, 1875*, 84, p. 916*, 85, p. 1232, 1877*; Beibl. 1, p. 420*.

trode einen leuchtenden Wirbel und am Glase einen leuchtenden Streifen, welcher sich in Biegungen 3 bis 4 cm von der Elektrode nach beiden Seiten ausbreitet und wiederum mit Feuererscheinung und Explosion zum Ende der negativen Elektrode übergeht. Bald bildet sich ein neuer Lichtstreifen an der positiven Elektrode u. s. f.

Wird in den einen Schenkel einer mit Salzwasser gefüllten Uförmigen Röhre [1]) die negative Elektrode eingesenkt und die positive in das Wasser des anderen Schenkels eingeführt, so bildet sich daran zunächst ein leuchtender Ring; dann wird bei weiterer Senkung die Oberfläche der Flüssigkeit hinabgedrückt, ein von Strahlen umgebener Lichtbogen erscheint am Glase. Dabei entweicht Wasserdampf mit Geräusch. Bei tieferem Einsenken des Drahtes bildet sich erst ein geschlossener Ring, dem mehrere folgen, welche zusammen leuchtende Wogen bilden, unter denen die Flüssigkeit hin und her wogt. Zuletzt vereinen sich die Lichtwellen, und die ganze Flüssigkeit leuchtet unter lebhafter Siedeerscheinung.

Umgiebt man hierbei den Draht bis zu seinem unteren Ende mit einem Capillarrohr, so hört man ein zischendes Pfeifen, und wird die Elektrode gehoben, so ertönt plötzlich eine kleine Detonation, wie ein Peitschenknall. Nachher erscheint die untere Oeffnung des Rohres conisch erweitert, vielleicht nur durch plötzliches Eintreten der Luft in das Rohr.

**1124** Berührt eine solche Elektrode die mit Salzlösung befeuchteten Wände eines Glases, so werden sie an der Berührungsstelle stark angegriffen und die um die Elektrode bei der Entladung leuchtenden Ringe erscheinen zuweilen in das Glas eingeätzt.

Mit Salpeterlösung gelingt der Versuch schon mit schwächeren Strömen [1]). Bedeckt man eine horizontale Glas- oder Bergkrystallplatte mit einer concentrirten Salpeterlösung, legt längs der Ränder der Platte einen horizontalen Platindraht hinein, welcher als Elektrode einer secundären Batterie von 50 bis 60 Elementen dient, und führt einen bis auf sein Ende mit einer isolirten Schicht versehenen, als zweite Elektrode dienenden Platindraht auf der Platte entlang, so wird der Weg des letzteren bei langsamem Fortschreiten tief eingravirt. Dient der Draht als negative Elektrode, so bedarf er dazu geringerer Spannungen, als wenn er mit dem positiven Pole verbunden ist. Auf gekrümmten Flächen kann man die Salpeterlösung durch Zusatz von Gummi zum Adhäriren bringen.

**1125** Nach Slouguinoff [2]) intermittirt das an den in die Flüssigkeiten gesenkten Elektroden, namentlich an einer kleinen negativen Elektrode

---

[1]) Planté, Beibl. 2, p. 170*; Journ. de phys. 7, p. 273, 1879*; Beibl. 3, p. 120*. — [2]) Slouguinoff, l. c.

bei starken Strömen einer Säule erscheinende Licht, wie man in einem rotirenden Spiegel sehen kann. Dabei erscheint nach Colley[1]) eine Reihe unregelmässig vertheilter, heller Ströme auf matt leuchtendem Grunde, so dass die einzelnen Entladungen von verschiedenen Stellen der Elektroden ausgehen. Die Zeit des Stromdurchganges ist sehr klein gegen die Zeit der Intermittenzen.

Das Spectrum an der negativen Elektrode von Platin in verdünnter Schwefelsäure zeigt bei Anwendung von 96 Bunsen'schen Elementen zunächst die rothe (helle) und blaue Wasserstofflinie. In Lösungen von Chlornatrium und Chlorlithium sieht man noch die Metalllinien, auch wohl (namentlich 5) Platinlinien.

Bei stärkeren Spannungen verwandelt sich die Glimmentladung in den Flüssigkeiten in eine Büschelentladung zwischen den Elektroden und der Flüssigkeit, bei noch stärkeren und bei nicht zu grossem Abstande der Elektroden gehen sogar Funken durch die ganze Flüssigkeit zwischen letzteren über und werfen dabei dieselbe aus einander. **1126**

Schon Faraday[2]) beobachtete bei hinlänglich weitem Abstande der Elektroden in Terpentinöl, welches sich in einem Metallgefässe befand, an einer positiven Metallspitze Büschel.

Taucht man in eine Flüssigkeit zwei in Glasröhren bis auf ihr Ende eingeschlossene Metalldrähte, so erscheinen bei einer Entladung durch dieselben an der positiven Elektrode nach allen Seiten divergirende rothe Strahlen, an der negativen erscheint ein rother, in der Mitte weisser Lichtstrom mit sehr kurzen Aesten. In verdünnter Säure, Salzlösungen u. s. f. sind die Ströme sehr hell und weiss ohne Verzweigungen, in Aether und Alkohol sind sie verzweigt, wie in Wasser, aber grün; in Lösungen von Salzen, in verdünntem Alkohol sind sie mit der Farbe des entsprechenden Metalls gefärbt, in Aesculinlösung sind sie von Fluorescenzlicht umgeben.

Schichtet man Schwefelkohlenstoff und Wasser über einander und senkt die eine Elektrode ein wenig in ersteren, die andere in das Wasser ein, so erscheint ein verticaler grüner Funken, welcher rothe Zweige in das Wasser aussendet. Dabei entwickeln sich Gase an den Elektroden, um so mehr, je grösser die Schlagweite ausser der Flüssigkeit ist[3]).

Da in schlecht leitenden flüssigen Substanzen die Elektroden ein grösseres Potential besitzen müssen, damit eine Entladung stattfindet, als in der Luft, so werden die Theilchen schwerer in der Büschelentladung fortgeführt und die Substanzen eher in einem Funken durchbrochen. **1127**

---

[1]) Colley, Journ. de Phys. 9, p. 155, 1880*; Beibl. 4, 684*. — [2]) Faraday, Exp. Rs. Ser. 12, §. 1452, 1838*. — [3]) Righi, Atti della R. Accad. dei Linceei [3] 1, p. 13, 1877*; Beibl. 2, p. 41*.



Deshalb erhält man auch nach Doubrava[1]) zwischen zwei mit den Flaschen der Holtz'schen Maschine verbundenen Spitzen bei einem gewissen Abstande in der Luft keinen Funken, sondern Büschel, wohl aber in Terpentinöl und Olivenöl.

Dementsprechend vermehrt auch die Verbindung einer Leydener Flasche mit den Conductoren der Influenzmaschine kaum die Maximalschlagweite für die Funkenentladung, auch ändert sie sich nicht bei Einschaltung feuchter Schnüre[2]).

Treten Büschel auf, so werden sie namentlich in Petroleum gross, klein sind sie in Terpentinöl, Olivenöl, Benzin, Schwefelkohlenstoff. Das negative Büschel ist kleiner, divergirt aber stärker, namentlich in Benzin. Die Farben der Büschel sind im Allgemeinen dieselben wie in der Luft[3]).

**1128** Erscheinungen, welche der Bildung der Schatten auf festen Körpern bei der Büschelentladung analog sind, hat v. Waha[4]) auch bei Flüssigkeiten beobachtet.

Uebergiesst man eine mit dem einen Pol einer Holtz'schen Maschine verbundene Metallplatte mit einer schlecht leitenden Flüssigkeit, Oel oder Petroleum, und nähert ihrer Oberfläche eine mit dem anderen Pol verbundene Spitze, so wird die Oberfläche der Flüssigkeit mit letzterer gleichnamig; die Metallplatte ungleichnamig geladen. Durch die Anziehung beider Elektricitäten vertieft sich die Flüssigkeit, je nach ihrer Entfernung mehr oder weniger unter der Spitze und breitet sich unter wellenartigen Bewegungen nach den Rändern aus. Der von der Spitze ausgehende elektrische Wind ist zu schwach, um die Erscheinung zu bewirken. Wird in den zwischen Spitze und Flüssigkeitsfigur liegenden Kegelmantel ein Gegenstand gebracht, so bewegt sich die Flüssigkeit in dem Schatten desselben nicht, sie hebt sich aber bei grosser Nähe gegen ihn hin. Stehen der Metallplatte mehrere Spitzen gegenüber, so bilden sich mehrere durch erhabene Linien getrennte Figuren; ist die Oelschicht dicker, so werden dabei Luftblasen in sie hineingerissen, welche sich fortbewegen.

**1129** Werden zwei Metallelektroden auf der Oberfläche einer Flüssigkeit oder eines feuchten festen Körpers, Fleisch, einander genähert und wird ihnen plötzlich Elektricität von grosser Dichtigkeit zugeführt, indem man sie mit den Belegungen einer Leydener Batterie verbindet, so kann der Funken über die Oberfläche dieser Körper hinübergehen. Dasselbe kann geschehen, wenn die Elektroden sich oberhalb der Flüssigkeitsoberfläche befinden oder in dieselbe zum Theil eingesenkt sind.

---

[1]) Doubrava, Elektrische Zustände, p. 50*. — [2]) Holtz, Wied. Ann. **11**, p. 704, 1880*. — [3]) Holtz, ibid. p. 715*. — [4]) v. Waha, Wied. Ann. **4**, p. 68, 1878*; vergl. auch §. 836.

Im letzteren Falle legt der Funken bei kleinerem Abstande über die Oberfläche hin einen grösseren Weg zurück, als wenn er durch die Flüssigkeit hindurchgegangen wäre. Bei grösserem Abstande geht der Funken durch dieselbe auf dem nächsten Wege zwischen den Elektroden über.

Aehnliche Funken erhielt Priestley[1]) auf Eis, frischen Blättern, Milch, Eigelb, Schwefelsäure, Weingeist u. s. f.

Immer müssen dazu grosse und dichte Elektricitätsmengen entladen werden.

Werden senkrecht zur Verbindungslinie der Elektroden vor dieselben von der Seite her Glasplatten geschoben, so biegen sich die Funken um letztere um.

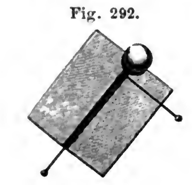
**1130** Lässt man nach Mascart[2]) Funken zwischen zwei Kugeln in horizontaler Richtung mehrere Centimeter tief unter der Oberfläche einer Flüssigkeit überschlagen, so geht der Funkenstrom gerade zwischen ihnen über. Nähert man sie der Oberfläche bei gleichbleibendem Abstande, so biegt sich zuletzt der Funken von beiden Elektroden fast normal gegen die Oberfläche und läuft in der Luft darüber hin zur anderen Elektrode.

Giesst man nach demselben in ein Glas ein Gemisch von etwa gleichen Theilen Terpentinöl und Olivenöl und bringt eine Metallkugel einige Millimeter tief in die Flüssigkeit, eine andere etwas über dieselbe, etwa 10 mm in horizontaler Richtung von der ersten entfernt, so geht von der ersten Kugel der Funken fast normal gegen die Flüssigkeitsoberfläche und dann direct zur anderen Kugel. Er sucht sich also die Bahn geringsten Widerstandes.

**1131** Die bei hinlänglich hohen Potentialdifferenzen zwischen den Elektroden in einer Flüssigkeit übergehenden Funken, welche auch die Flüssigkeit aus einander sprengen können, sind schon vor langen Zeiten beobachtet worden.

Setzt man mittelst Korken in die Enden einer etwa 2 bis 3 cm langen und 5 mm weiten Glasröhre zwei Drähte ein, deren Enden im Inneren derselben etwa 5 mm von einander entfernt sind, füllt die Röhre mit Oel und lässt den Funken einer stark geladenen, etwas grösseren Leydener Flasche, etwa von $1/2$ Quadratfuss Oberfläche, durchschlagen, so wird das Oel und mit ihm die Röhre in kleinen Stücken aus einander geschleudert[3]). Lässt man die Drähte in einer mit Oel oder Wasser gefüllten Höhlung in einem

Fig. 292.



[1]) Priestley, Gesch. d. Elektr., deutsch, p. 472, 1772*. — [2]) Mascart, Traité d'Electricité statique, 2, p. 112, 1876*. — [3]) Beccaria, Elettric. art. p. 250*. Nuovi Sperimenti per confermare ed estendere la meccanica del fluido elettrico, §. 13, p. 53, Torino 1780.

Stück Buchsbaumholz, Fig. 292 (a. v. S.), einander gegenüberstehen, und legt darüber eine in die Höhlung passende Elfenbeinkugel, so wird sie beim Durchschlagen des Funkens weit in die Höhe geschleudert (elektrischer Mörser).

Auch Priestley[1]) sah Funken an den Gliedern einer in Wasser hineingehängten Metallkette beim Hindurchleiten einer Batterieentladung. Die Flüssigkeit wurde aus dem Gefässe hinausgeschleudert.

1132 Diese Funkenentladungen bilden sich im Allgemeinen um so schwieriger, je besser die Flüssigkeit leitet, so z. B. schwerer in heissem, wie in kaltem Wasser[2]) (beim Zerstäuben eines auf Glas gelegten Goldblattes). Sie erscheinen bei grosser Dichtigkeit des Batteriestromes, also grosser Elektricitätsmengen, kleiner Zahl der Flaschen, Elektroden von kleiner Oberfläche, z. B. Platindrähten, die bis auf ihr Ende in Glasröhren eingeschmolzen sind, an der Contactstelle der Elektroden mit der Flüssigkeit, event. auch mit wachsender Stromesdichtigkeit u. s. f. zwischen den Elektroden.

Die Funken sind dann, wie in der Luft, vielfach gekrümmt, doch haben sie im Gegensatz zu letzteren viele dunkle Intermittenzstellen und liegen bei grösserer Schlagweite immer inmitten eines vielfach verzweigten bläulichen Büschels. In der Flüssigkeit entstehen viele Blasen. Nach dem Erlöschen des Funkens erscheint scheinbar eine langsam von der Mitte desselben an sich erweiternde leuchtende Kugel. In Olivenöl ist der Funken von einer gelblichen Lichthülle, wie von einem Bande, umgeben[3]).

1133 Lässt man die Funken zwischen zwei Spitzen über eine berusste Glasplatte gehen, welche in schlecht leitende Flüssigkeiten getaucht sind, so erhält man ähnliche Erscheinungen wie beim „Gleiten der Funken" in der Luft (§. 1015). Die Vereinigungsstelle der von der positiven und negativen Elektrode kommenden Theile des Funkens auf der von ihm verzeichneten Linie liegt nicht mehr nahe der Kathode, sondern je nach den Verhältnissen verschieden. Die fortgeschleuderten Flüssigkeitstheile erhalten einen sehr starken Antrieb, sie spritzen zuweilen bis 1 m in die Höhe[4]). Von beiden Spitzen gehen durch den Russ feine Adern hindurch, wodurch eine elliptische russfreie Stelle entsteht. Auf verschiedenen Isolatoren, Pech, Siegellack, bilden sich die Figuren verschieden aus.

1134 Zur Untersuchung der für die Durchbrechung einer Flüssigkeitssäule erforderlichen Potentialdifferenz stellten Macfarlane und Playfair[5])

---

[1]) Priestley, Geschichte der Elektr. p. 440 u. f.* — [2]) Cadogan Morgan, Phil. Trans. 75 [1], p. 198, 1785*. — [3]) Holtz, Wied. Ann. 11, p. 704, 1880*. — [4]) Szathmári, Beibl. 5, p. 679*. — [5]) Macfarlane und Playfair, Trans. Edinb. Royal. Soc. 29, p. 561, 1878*; Beibl. 5, p. 147*.

zwei parallele, etwa 12 cm grosse Metallplatten in einem Glastrog einander gegenüber, verbanden die eine mit der Elektricitätsquelle und einem Elektrometer, die andere mit der Erde.

So war bei Olivenöl die Potentialdifferenz zum Durchschlagen verschiedener Längen $l$ desselben $V = 298\,l - 10$, oder gleich $252\,l - 6$ (im C.-G.-S.-System).

Für verschiedene Flüssigkeiten war die Potentialdifferenz $V$ und der auf die Einheit der Oberfläche der Elektroden bei der Entladung stattfindende Druck $f$ (die dielektrische Stärke, s. §. 894 [1]), wenn für Luft $V = 1$, die Dielektricitätsconstante (für Terpentinöl 2,2, für Paraffin 2) ist:

| | Paraffin | Terpentinöl | Geschmolzenes Paraffin | Olivenöl | Colzaöl [2]) |
|---|---|---|---|---|---|
| $V$ | 3,7 | 4,0 | 2,4 | 5,0 | 3,5 |
| $V^2$ | 13,7 | 16,0 | 5,76 | 25,0 | 12,3 |
| $f$ | 3442 | 8851 | 2896 | 1275 | 3080 |

Aus den Versuchen von Masson [2]) nach der Methode von Faraday ergiebt sich für die correspondirenden Schlagweiten bei Verzweigung der Entladung zwischen einem Elektrodenpaare in der Luft und einem anderen in der Flüssigkeit:

| Luft | Aether | Wasser | Weingeist | Abs. Alkohol | Terpentinöl |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 7,8 | 11,6 | 8,0 | 12,0 | 16 |

Bei diesen Versuchen entstehen oft in Folge der Hitzewirkung in der Flüssigkeit Gasblasen, welche bei Elektrisirung der Elektroden ihre Gestalt ändern [3]).

Nach Holtz [4]) verhalten sich die grössten Schlagweiten der Funken der Influenzmaschine in verschiedenen Flüssigkeiten wie folgt:

| Petroleum | Benzin | Terpentinöl | Kienöl |
|---|---|---|---|
| 68 mm | 60 | 58 | 58 |
| **Schwefelkohlenstoff** | **Olivenöl** | **Mandelöl** | **Aether** |
| 53 | 48 | 48 | 20 |

1135 Zwischen negativen Flächen und positiven Spitzen als Elektroden sind die Funken in den Flüssigkeiten länger als umgekehrt, wie in der Luft; indess ist der Unterschied kleiner als in letzterer. In diesem Falle kann man auch die Elektricitätsmenge so reguliren, dass bei der einen Stromesrichtung, von der grossen positiven Elektrode zur kleinen negativen, die Entladung wie durch einen Leiter hindurch continuirlich ist, bei umgekehrter Stromesrichtung aber eine Funkenentladung auftritt.

---

[1]) Macfarlane, Phil. Mag. [5] **10**, p. 390, 1880*; Nature **24**, p. 465, 1881*; Beibl. **6**, p. 42*. — [2]) Masson, Ann. de Chim. et de Phys. [3] **30**, p. 49, 1850*. — [3]) Siehe Macfarlane, l. c. — [4]) Holtz, l. c., p. 710*.



Schliesst man hierbei die Flüssigkeit in eine dünne gefirnisste Papierröhre ein, so bleibt dieselbe im ersten Falle unversehrt, im zweiten wird sie aufgeschlitzt.

In einzelnen Fällen werden von alternirenden Strömen nur die von der Platte zur Spitze fliessenden Entladungen durch die schlecht leitende Flüssigkeit hindurchgelassen. So kann eine mit Glycerin gefüllte Flasche, in welcher unten eine Platte, oben eine Spitze als Elektrode dient, zur Scheidung alternirender Inductionsströme dienen[1]).

1136 In gewissen Fällen und bei besser leitenden Flüssigkeiten, starken Entladungen und Elektroden von geringer Oberfläche entstehen bei der Batterieentladung nur an den Elektroden selbst Funken, während zwischen ihnen der Elektricitätsstrom durch die Flüssigkeit selbst hindurchgeht[2]). Dies geschieht z. B., wenn die Elektroden, zwischen denen in der Flüssigkeit Funken übergehen, weiter von einander entfernt werden.

Sind die Elektroden mit einer sehr schlecht leitenden, auch nur äusserst dünnen Schicht von Olivenöl, Terpentinöl oder dergleichen mehr überzogen, so wird dieselbe häufig von dem Funken durchbrochen, selbst bei Anwendung von gut leitenden Flüssigkeiten.

1137 Schaltet man bei dem Durchgang der elektrischen Entladungen der Batterie durch Flüssigkeiten in den Schliessungskreis ein Luftthermometer ein, so sind die Erwärmungen des Drahtes desselben bedeutend grösser, wenn sich eine Funkenentladung einstellt, als ohne dieselbe, sowohl wenn der Funken die ganze Flüssigkeit durchbricht, als auch, wenn er nur an den Elektroden erscheint.

Im ersten Falle muss also die Losreissung und Ueberführung des Metalles der Elektroden durch die Flüssigkeit und die Auseinandersprengung derselben auf der Funkenstrecke einer geringeren Arbeit entsprechen, als die Erwärmung der Flüssigkeit beim langsameren Durchgang des Elektricitätsstromes.

Im zweiten Falle durchfliesst freilich der Strom zwischen den Funken an den Elektroden die Flüssigkeit wie ohne dieselben, indess bemerkt man, dass an dem den Entladungskreis schliessenden Fallapparat die Entladung unscheinbarer, dunkler ist, als wenn an den Elektroden Funken auftreten, so dass wohl ohne letztere in jener Entladung mehr Arbeit producirt wird, welche sich dann von der auf die Erwärmung des Schliessungskreises verwendeten subtrahirt.

Aus der Zunahme der Erwärmung des Drahtes im Luftthermometer kann man danach schliessen, ob die Entladung in der Flüssigkeit eine

---

1) Spottiswoode, Phil. Mag. [5] 13, p. 353, 1882*; Beibl. 6, p. 512* (vergl. §. 592 Anm.). — 2) Zuerst beobachtet von Troostwyck u. Deimann, Ann. d. Chem. 5, p. 278, 1790. Riess, Abhandl. 1, p. 109*; Berl. Monatsber. 1856, p. 241*.

„schwache" mehr continuirliche [1]), oder unter Auftreten von Funken „discontinuirliche" oder „starke" ist, selbst wenn die Funken nicht mehr sichtbar sind.

**1138** Die schon §. 1132 erwähnten Bedingungen der Umänderung der einen Entladung in die andere hat P. Riess [2]) studirt.

Werden zwei Drahtspitzen in Wasser einander gegenübergestellt, deren eine mit der äusseren Belegung einer mit der Elektricitätsmenge $q$ geladenen Batterie von $z$ Flaschen verbunden ist, und wird die andere durch den Fallapparat mit der inneren Belegung verbunden, so steigt bei wachsenden Werthen $q/z$ die im Luftthermometer im Schliessungskreise erzeugte Wärme $\vartheta$ plötzlich, selbst wenn noch keine Funkenerscheinungen an den Spitzen wahrzunehmen sind. So fand z. B. Riess:

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $z = 4$ | $q = 5$ | 5,5 | 6 | 6,5 | 7 |
| | $\vartheta = 0$ | 0 | 0 | 27,5 | 35 — 32 |
| $z = 3$ | $q = 4$ | 4,5 | 5 | 5,5 | |
| | $\vartheta = 0$ | 0 | 19 — 22,4 | 32,3 — 27,5 | |

Bei den Dichtigkeiten $q/z = 6{,}5/4 = 1{,}62$ resp. $5/3 = 1{,}66$ hört also die Funkenentladung auf.

Bei Ladung der Batterie mit verschiedenen Elektricitätsmengen $q$, bei den Flaschenzahlen $z$ und verschiedenen Abständen $e$ der Elektroden ergaben sich die folgenden Erwärmungen $\vartheta$, als $1/6$ Linie Oberfläche haltende, bis auf ihren Querschnitt in Glas eingeschmolzene Platinelektroden in Kochsalzlösung ($1/805$), also unter den zur Hervorbringung der Funkenentladung günstigsten Bedingungen in verschiedenen Abständen $e$ gebraucht wurden:

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $z = 3$ | $q =$ 6 | 8 | 10 |
| $e = 0{,}5'''$ | $\vartheta =$ 21,5 | 37,7 | 61,7 |
| $e = 1$ | $\vartheta =$ 7,7 | 33,2 | 54,5 |
| $q = 10$ | $z =$ 6 | 4 | 2 |
| $e = 0{,}8$ | $\vartheta =$ 14,2 | 29 | 75,6 |
| | $q =$ 5 | 10 | 15 |
| | $s =$ 2 | 4 | 6 |
| | $\vartheta =$ 14,5 | 30,5 | 43,8 |

| $e =$ | | $1/2$ | 1 | $1^1/_2$ | 2 | $2^1/_2$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $q = 6$ | $\vartheta =$ | 21,5 | 7,7 | 0,5 | 0,7 | 0,7 |
| 8 | | 37,7 | 33,2 | 1,8 | 1,0 | 1,2 |
| 10 | | 61,7 | 54,5 | 21,7 | 2,0 | 2,5 |
| 12 | | — | — | 57,2 | 5,7 | 3,4 |

---

[1]) Soweit dies die Art der Entladung im Fallapparate zulässt. — [2]) Riess, Berl. Monatsber. 1858, p. 551*; Abhandl. 1, p. 174*; Pogg. Ann. 106, p. 56, 1859*.

Bei weiterem Abstande der Elektroden tritt die Funkenentladung nur an den Elektroden selbst ein; die positive ist dabei heller als die negative, während die Mitte in der Flüssigkeit dunkel bleibt. Aus den Versuchen folgt, dass bei constantem Abstande und bei Steigerung der Dichtigkeit der Elektricität die Erwärmung viel schneller ansteigt, als aus dem gewöhnlichen Erwärmungsgesetz folgt, also dabei die continuirliche Entladung in den Flüssigkeiten mehr und mehr in die Funkenentladung übergeht, mit wachsendem Abstande der Elektroden aber auch bei constanter Dichtigkeit die discontinuirliche Funkenentladung in die continuirliche Entladung übergeht.

**1139** Zur Untersuchung des Einflusses der Concentration, bez. der Leitungsfähigkeit der Lösungen füllte Riess[1]) einen etwa $8^1/_4$ Zoll langen, $1^3/_4$ Zoll breiten und hohen Trog mit verdünnter Kochsalzlösung ($x$ Gramm Salz in 7200 g Wasser) und stellte darin die ebenen Endflächen zweier, etwa 10 Linien langer, 1 Linie dicker horizontaler Platindrähte, welche an dicken Kupferdrähten befestigt waren, auf $^1/_2$ Linie Entfernung einander gegenüber. Die Drähte wurden mit einem Luftthermometer in den Schliessungskreis von drei Flaschen eingefügt. Vor jedem Versuch wurden die Elektroden getrocknet und mit Sandpapier abgerieben. Dann nahmen mit steigendem Salzgehalt $x$, obgleich die Leitungsfähigkeit der Kochsalzlösung dabei wuchs, erst die Erwärmungen $\vartheta$ bei gleicher Ladung der Batterie (Mittel aus 6 Versuchen) im Schliessungsbogen ab und dann wieder zu:

| $x =$ | 0 | 3 | 6 | 9 | 12 | 24 | 48 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\vartheta$ | 81,3 | 12,6 | 5,8 | 7 | 8,9 | 15,1 | 23,9 |

Bei den ersten beiden Beobachtungen erschien ein glänzender Funken, so dass die Entladung discontinuirlich war, bei den späteren nicht. Von dem Salzgehalt 6 an blieb die Entladung continuirlich und dann wuchs die Erwärmung ganz normal mit Verminderung des Widerstandes der Lösung.

Werden die Elektroden nicht vor jedem Versuch abgerieben und bleiben sie in der Lösung, so nehmen bei wiederholten Versuchen die Erwärmungen (z. B. bei Wasser von 76 zu 67,5 bis 60,8) ab und nachher erscheint kein Funken und bei Wasser bei seinem grossen Widerstande keine, bei Kochsalzlösung (0,041 Proc.) eine viel geringere Erwärmung als bei der ersten Funkenentladung (3,6 statt 12,6). Der Grund hiervon liegt offenbar in der Unreinheit der abgeriebenen Platinoberflächen, die bei wiederholter Entladung mehr und mehr schwindet, so dass die Benetzung eine viel vollkommenere wird.

**1140** Ist die eine Elektrode klein, z. B. eine Drahtelektrode, die andere eine Messingkugel von $4^5/_{12}'''$ Durchmesser in Salzwasser ($^{0,124}/_{100}$) gross,

[1]) Riess, Abh. 1, p. 109*; Berl. Monatsber. 1856, p. 241*; Pogg. Ann. 98, p. 579*.

so erhält man u. A., wenn die kleine Elektrode positiv (+) oder negativ (—) ist:

| $e =$ | 0,5''' | | 0,8 | | 1 | | 2 | | 3 | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $q$ | + | — | + | — | + | — | + | — | + | — |
| 8 | 29,0 | 15 | 24,7 (26,3) | 5,3 | 22,2 (21,1) | 2,4 | 3 | 1,5 | 2,5 | 2,1 |
| 10 | 48,2 | 20,7 | 41 (41,2) | 10,8 | 35 (33) | 4,0 | 5,3 | 2,6 | 4,2 | 3,4 |
| 12 | 73,2 | 5,2 | 58,8 (59,3) | 3,8 | 49,3 (47,5) | 9,5 | 24,7 (23,8) | 4,6 | 7 | 4,7 |
| 14 | — | 7,4 | — | 6,5 | — | 5,6 | 30,4 (32,3) | 5,3 | 11,3 | 5,4 |
| 16 | — | — | — | 8,2 | — | 7,7 | 42,8 (42,2) | 7,6 | 15,3 | 7,4 |
| 18 | — | — | — | 12 | — | 11,0 | — | 9,2 | 20 | 10,1 |
| 20 | — | — | — | 16,6 | — | 14,8 | — | 12,3 | — | 13,0 |
| 24 | — | — | — | 25 | — | 22,5 | — | 19,3 | — | 18,7 |

Die in Klammern gestellten Zahlen sind die nach dem gewöhnlichen Erwärmungsgesetz des Schliessungskreises berechneten.

Ist die kleine Elektrode positiv, so erwärmt sich demnach bei weiteren Abständen der Elektroden der Schliessungskreis ganz normal; nur bei dem kleinsten Abstande wächst die Erwärmung schneller als die Dichtigkeit; es sind also schon Funkenentladungen eingetreten. Ist die kleine Elektrode negativ, so tritt jedesmal bei gesteigerter Dichtigkeit die starke Funkenentladung bei kleiner Elektricitätsmenge auf und dann ein Sprung, bei welchem sie unter Verminderung der Erwärmung in die schwache Entladung übergeht[1]). Bei grosser Entfernung der Elektroden erscheint sogleich die letztere und dann hat die Entfernung der Elektroden auf diese Entladungsart von einem gewissen Abstande an wenig Einfluss.

Bei dem plötzlichen Sprunge werden die vorher hellen weissen Funken dunkler und gelblich.

Als die Entladung in verschiedenen Lösungen zwischen einem bis auf seine Endfläche in eine Glasröhre eingeschmolzenen Kupferdraht von 0,17''' Dicke und einer $^5/_6$''' davon entfernten 4,83''' grossen Messingkugel übergeführt wurde, waren die Erwärmungen: **1141**

---

[1]) Bei weiterer Steigerung der Dichtigkeit (Vermehrung der Flaschenzahl) findet manchmal nochmals eine plötzliche Vermehrung der Erwärmung statt:

$q = 10$ $\quad z = 6 \quad 4 \quad 2 \quad 1$

$\vartheta = 5{,}8 \quad 7{,}9 \quad 4 \quad 13{,}6$

| | | | Kleine Elektrode | |
|---|---|---|---|---|
| | | | + | — |
| 1 Thl. NaCl | in | 805 Wasser | 100 | : 3½ |
| 1 „ KOH | „ | 762 „ | 100 | : 3½ |
| 1 „ $H_2SO_4$ | „ | 1926 „ | 100 | : 5½ |
| 1 „ $HNO_3$ (specif. Gew. 1,224) | „ | 396 „ | 100 | : 6 |

während in Luft von 1‴ Quecksilberdruck das Verhältniss gerade umgekehrt 100 : 168 war[1]).

Dabei tritt, wenn die positive Elektrode die kleinere ist, die Minimalerwärmung bei viel grösserer Leitungsfähigkeit der Lösung ein, als wenn die negative Elektrode die kleinere ist. Dies zeigt sich sowohl bei Anwendung von Säuren, verdünnter Schwefelsäure und Salpetersäure, wie von Kalilauge. Die Minimalerwärmungen treten z. B. bei folgenden Concentrationen ein:

| Gehalt an | $H_2SO_4$ | $HNO_3$ | KOH |
|---|---|---|---|
| Kleine Elektrode + | 0,667 | 1,90 | 2,03 Proc. |
| „ „ — | 0,0519 | 0,252 | 0,131 |

In allen diesen Fällen war der Funken weiss und schillernd.

Da die Leitungsfähigkeit von destillirtem Wasser durch sehr geringen Salzgehalt sehr bedeutend erhöht wird, so änderte sich sein Verhalten bei diesen Versuchen dadurch in hohem Grade.

Bei Terpentinöl verschwand der Unterschied der Erwärmung bei abwechselnder Stromesrichtung völlig, bei sehr schlecht leitenden Flüssigkeiten, wo die continuirliche Entladung gering ist, war er klein, ebenso bei sehr gut leitenden Flüssigkeiten, wo die discontinuirliche gering ist.

**1142** Ganz analog wie die thermische Wirkung verhält sich hierbei die mechanische Wirkung der Entladung. Ein sehr dünner Platindraht, welcher durch eine Entladung, bei der die kleinere Elektrode die negative war, nicht zersprengt wurde, wurde es sofort bei umgekehrter Stromesrichtung.

**1143** Die Einzelheiten dieser Erscheinungen lassen sich schwer feststellen. — Ist einmal durch irgend einen Grund, z. B. einen schlecht leitenden Ueberzug, welcher erst bei einem bestimmten Potential durchbrochen wird, resp. Bildung einer Dampfhülle an den Elektroden die Funkenentladung eingeleitet, so erfolgt der Durchgang der Elektricitäten durch die Flüssigkeit und die übrige Schliessung bei höherem Potential, als bei gewöhnlichem Durchfluss; die Erwärmung in derselben steigt.

---

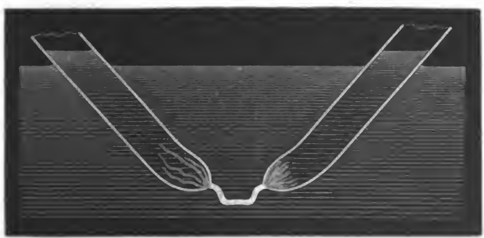
[1]) Riess, Berl. Monatsber. 1857, p. 361*; Abh. 1, p. 151*; Pogg. Ann. 102, p. 177, 1857*.

Sind die Elektroden ungleich gross, so erreicht die kleinere im Allgemeinen eher die zum Beginn einer Funkenentladung erforderliche Dichtigkeit; ihr Verhalten ist also entscheidend. Ist sie positiv, so geht die Funkenentladung von ihr zur Flüssigkeit bei einem höheren Potential über, als wenn sie negativ ist; die Erwärmung der Schliessung ist bedeutender. Dabei können dann noch oscillirende Entladungen die Verhältnisse abändern [1]); auch wäre, wenn etwa erst durch den anfänglichen Durchgang der Elektricität eine Dampfhülle gebildet werden sollte, die Menge dieser zuerst durchgegangenen Elektricität in Betracht zu ziehen (vgl. §. 1145).

**1144** Auch in den Flüssigkeiten selbst können bei grosser Verminderung des Querschnittes fern von den Metallelektroden Funken entstehen.



Fig. 293.



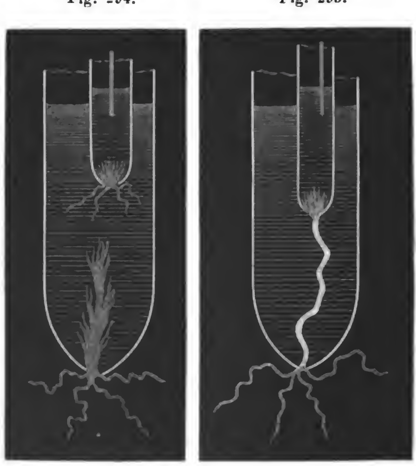
Senkt man nach Righi [2]) ein unten von einer kleinen Oeffnung durchbohrtes Glasrohr in ein Gefäss voll Flüssigkeit und bringt in ersteres und letzteres die Elektroden, so erscheint an der Oeffnung, je nachdem die Elektrode im Rohre positiv oder negativ ist, ausserhalb derselben in der äusseren Flüssigkeit ein strahliger oder sternartiger Funken, welcher sich umgekehrt im Inneren des Rohres mehr massig oder mehr strahlig fortsetzt. Werden zwei derartige Röhren in dem Gefäss einander genähert, so geht zwischen den Oeffnungen ein Funken über, welcher sich in die Röhren hinein strahlig verzweigt, Fig. 293. Sind die Röhren nach unten sehr spitz, so werden die Verzweigungen gegen oben verlängert und können bei genügender Nähe der Elektroden an der Oeffnung sich in einen gebogenen einfachen Funken zwischen denselben umgestalten.

Senkt man ein Rohr mit enger Oeffnung, Fig. 294 u. 295 (a. f. S.), in ein weiteres Gefäss und in ersteres ein zweites engeres, ebenfalls unten mit enger Oeffnung versehenes Rohr, füllt alles mit Flüssigkeit und taucht in das letztere Rohr und das Gefäss die Elektroden, so erscheinen, je nach

[1]) Andere Betrachtungen von Riess, s. l. c. — [2]) Righi, Atti della R. Accad. dei Lincei, [3] 1, p. 13, 1877*; Beibl. 2, p. 41*.

der Entfernung der Oeffnungen, an beiden nach aussen divergirende Strahlen, nach innen mehr zusammengedrängte büschelige Lichterscheinungen, bei grösserer Nähe der Oeffnungen auch ein dieselben verbindender Funken.

Fig. 294. Fig. 295.



1145 Der Grund der Funkenentladung an den eingesenkten Elektroden sowie an Stellen von sehr kleinem Querschnitt in demselben beruht nach Colley[1]) auf der Erhitzung der Flüssigkeit, welche daselbst, namentlich bei sehr kleinem Querschnitt, ins Sieden geräth, so dass die Continuität der Leitung zwischen den benachbarten Stellen aufgehoben wird. In der That konnte man mit einem Strome von 100 Bunsen'schen Elementen verdünnte Schwefelsäure ($^1/_5$) dicht an der einen Elektrode leicht zum Sieden erhitzen. Die Erhitzung der Metallelektroden selbst ist nur secundär. Dass nicht etwa nur durch Erglühen der sehr dünnen Elektroden die Flüssigkeit daran in den sphäroidalen Zustand gelangt, sie nicht mehr benetzt und deshalb zwischen ihnen Funken übergehen, lässt sich durch den Nachweis begründen, dass die Elektroden selbst ganz kalt sein und doch leuchten können. So kittete Colley in den Hals einer umgekehrten Glasflasche ohne Boden ein Glasrohr, in welches oben ein Platinrohr eingekittet ist, und leitet einen Strom kalten Wassers hindurch. Die Flasche wurde bis etwa 1 mm über den oberen Rand des Glasrohres mit verdünnter Schwefelsäure gefüllt, in welche ein cylindrisches Platin-

[1]) Colley, Journ. de Phys. 9, p. 155, 1880*; Beibl. 4, p. 684*.

blech tauchte. Diente das von der Schwefelsäure nur auf einer kleinen Fläche berührte abgekühlte Platinrohr als negative, das Blech als positive Elektrode einer galvanischen Säule, so erschien trotz der Abkühlung des Rohres das Licht.

## IV. Chemische Wirkungen der Funken.

1146 Die elektrischen Funken können eine Reihe von chemischen Processen bewirken, von denen die meisten freilich ihrer hohen Temperatur ihren Ursprung verdanken. So vermögen sie feste Körper zu verändern. Schon §. 1063 haben wir angeführt, wie durch die über eine Glasfläche hinübergehenden Funken das Glas zersetzt, Alkali verflüchtigt wird und Kieselsäure in der Funkenbahn zurückbleibt.

Nach Lommel[1]) löst sich auch in Wasserhämmern, welche an beiden Enden mit Stanniolbelegungen versehen sind, die abwechselnd durch die Influenzmaschine geladen werden und sich durch die Conductoren derselben wieder entladen, das Natron des Glases auf, während bei jeder Entladung ein Lichtblitz die Röhre durchzieht. Hierbei wirkt die abwechselnde Ladung und Entladung der inneren Röhrenwände gegenüber den Metallbelegungen an ihren Enden zersetzend.

1147 Aehnliche Verhältnisse hat Herwig[2]) bei der Berührung von elektrisirtem Quecksilber mit Glas beobachtet, wobei die Adhäsion zwischen beiden in Folge der Zersetzung des Glases geändert werden kann.

Wir begnügen uns mit Angabe einiger dieser secundären Erscheinungen.

Elektrisirt man Quecksilber, welches in einem Capillarröhrchen niederer steht, als in einem damit verbundenen weiteren Glasschenkel, durch Zufuhr von Elektricität zum Quecksilber in letzterem, so vermindert sich die Capillardepression, und auch nach der Entladung kann das Quecksilber (namentlich nach positiver Elektrisirung, welche stets kräftiger wirkt) längere Zeit höher stehen bleiben.

Wird nach kurz dauernder positiver Elektrisirung das Quecksilber negativ elektrisirt, so kehrt es auf seinen früheren Stand zurück, nach längerer wiederholter Elektrisirung und Ableitung bleibt es aber haften und erscheint auf der Oberfläche schmutzig grau.

Analog flachen sich Quecksilbertropfen auf Platten von Glas, Ebonit und Holz, nicht deutlich auf Eisen- und Platinplatten, nach langer positiver Elektrisirung ab und umgeben sich mit Schmutzhöfen, welche fest

---

[1]) Lommel, Pogg. Ann. **141**, p. 460, 1870*. — [2]) Herwig, Pogg. Ann. **159**, p. 489, 1876*; Wied. Ann. **1**, p. 73, 1877*. Wegen weiterer Versuche siehe die Originalabhandlung.

am Glase haften und sich nicht durch nachherige negative Elektrisirung entfernen lassen.

Bei sehr lange dauernder negativer Elektrisirung zeigen sich diese Erscheinungen sehr viel schwieriger.

Wurden die Röhrchen mit einem weiteren und einem engeren Schenkel mit heissem Quecksilber gefüllt, ausgekocht und oben zugeschmolzen, so zeigte sich nicht ein wesentlicher Unterschied gegen Röhrchen, die mit feuchtem Quecksilber gefüllt waren, so dass die Feuchtigkeit nicht die Hauptrolle spielt. Dasselbe ergab sich bei Füllung der Röhren mit Wasserstoff. Wurde der Versuch an Barometerröhren vorgenommen, und wurden dieselben aussen abgeleitet, so spritzten bei positiver, viel weniger bei negativer Elektrisirung hell leuchtende Quecksilbertropfen zur darüber befindlichen Glaswand, und in Folge der Dampfbildung sank das Quecksilber. Im Spectrum trat die Natriumlinie auf.

Nach Herwig beruhen auch diese Erscheinungen auf der durch die elektrischen Ladungen bewirkten Zersetzung des Glases, wobei letzteres corrodirt, das Quecksilber oxydirt wird und die Capillarität sich ändern kann. Demgemäss ändert sich in U förmigen Glasröhren, auf deren einen Schenkel eine capillare Eisenröhre aufgesetzt ist, das Niveau des Quecksilbers nicht, wobei freilich auch die elektrische Dichtigkeit daselbst sehr klein ist [1]).

---

[1]) Bei dem Elektrisiren von Quecksilber zeigen sich manchmal besondere Bewegungserscheinungen, von denen wir nur einige von Herwig (l. c.) beobachtete anführen.

Wird eine in einer flachen Schale isolirte Quecksilbermasse mit der einen Elektrode der Influenzmaschine verbunden, deren andere der ersten auf eine gewisse Entfernung gegenübergestellte abgeleitet ist, so entstehen auf der Oberfläche um so näher zusammentretende Wellen, je häufiger die Entladungen der Maschine erfolgen. Werden beide Pole der Maschine mit getrennten Quecksilbermassen verbunden, so zeigen beide die Oscillationen. Nähert man der einen einen ableitenden Draht, so werden sie daselbst schwächer; wird die Schale in eine zweite, mit abgeleitetem Quecksilber gefüllte gesetzt, so werden sie stärker. Die vor jeder Entladung erzielte Ladung der Quecksilbermasse bedingt also die Stärke der Bewegung.

Diese Erscheinung dürfte durch die gegenseitige Abstossung der elektrisirten Theile der Quecksilberoberfläche und zugleich durch die Elektrisirung der Schale bedingt sein, von der das Quecksilber bei der Ladung und Entladung abwechselnd abgestossen wird und wieder seinen früheren Stand einnimmt.

In ähnlicher Weise flacht sich ein Quecksilbertropfen auf einer Glasplatte beim Elektrisiren ab. In einer Capillarröhre, zwischen zwei geneigten Glasplatten, vermindert sich die Depression des Quecksilbers beim Elektrisiren.

Ein Quecksilbertropfen in einem Capillarrohre wird von einem in einiger Entfernung von ihm darin endenden Platindraht angezogen, wenn letzterer negativ durch die andererseits abgeleitete Holtz'sche Maschine elektrisirt wird; er wird meist, aber nicht immer, abgestossen (bez. schwächer als bei der negativen Ladung angezogen), wenn der Draht positiv ist.

Zwischen Draht und Quecksilber zeigt sich im Dunkeln violettes Licht.

Durch elektrostatische Fernewirkung ist diese Erscheinung nicht zu erreichen: sie zeigt sich nicht, wenn der Draht nur entfernt vom Quecksilber spiralig aussen um die Röhre gewickelt wird, so dass dieselbe nicht berührt wird. resp. eine zweite Glasröhre zwischen gelegt wird. — Die Erklärung dürfte wohl

1148 Schlagen elektrische Funken durch fest in eine Röhre eingestampften Zinnober hindurch, so scheiden sich Quecksilberkügelchen ab; aus Mennige, Bleiweiss, Zinnoxyd, Zinkoxyd, Quecksilberoxyd, Antimonoxyd, welche in einer aus Glasplatten gebildeten Rinne dem Funken ausgesetzt werden, werden die Metalle abgetrennt, ebenso wenn sie mit Oel oder Wasser auf eine Karte aufgetragen werden und man den Funken hinüberschlagen lässt. Auf Karten mit Zinnober, Bleiweiss, Mennige werden durch denselben schwarze Striche verzeichnet [1]).

Lässt man die Inductionsfunken zwischen einer kleinen, schwach ausgehöhlten Platinplatte von etwa 1 cm Durchmesser als negativer und einem Platindraht von 1 bis 2 mm Durchmesser als positiver Elektrode überschlagen und bringt auf die Platinplatte verschiedene Körper, die man ausserdem stark erhitzt, event. noch mit Kohlenpulver mischt, welches dabei verbrennt, so kann man durch die hohe Temperatur eine Anzahl Oxyde, Eisen-, Kobalt-, Silber-, Blei-, Kupferoxyd, selbst Chromoxyd reduciren. Bei Metallen, welche sich mit Platin leicht legiren, legt man unter das Oxyd eine Schicht Kohlenpulver. Auch Kieselsäure u. s. f. kann man in kleinen Mengen schmelzen und in mikroskopischen Krystallen (Bergkrystall oder Tridymit) erhalten, ebenso Thonerde [2]).

1149 Beim Durchgange von Funken durch Flüssigkeiten treten ebenfalls Zersetzungen derselben in Folge der Erhitzung ein. Aus Wasser, durch welches starke Funken, z. B. zwischen zwei Platinelektroden, durchschlagen, entwickelt sich an beiden Elektroden [3]) und auf der ganzen Länge der Funken Sauerstoff und Wasserstoff. Alkohol setzt beim Durchgange derselben eine saure harzige Masse ab, mit Kalilauge entwickelt er dann Acetylen [4]). Ebenso werden andere Flüssigkeiten, Aether, Salpetersäure, ätherische und fette Oele u. s. w., durch die Hitze der Funken zersetzt.

Dieselbe Erscheinung tritt ein, wenn man die Metallelektroden einer Säule unter den Flüssigkeiten in Berührung bringt. Hier wird die Zersetzung durch das Erglühen der Berührungsstelle der Elektroden hervorgerufen, vielleicht auch durch Bildung eines kleinen Lichtbogens, wenn die Elektroden nachher ein wenig von einander getrennt werden. Aehnlich verhalten sich auch glühende Drähte in der Flüssigkeit.

---

sein, dass, wenn ein Quecksilbertropfen in einer Glasröhre einer elektrischen Spitze genähert wird, wenn letztere positiv ist, wegen der weiteren Ausbreitung des Büschels der Tropfen leicht gleichartig elektrisirt und somit abgestossen wird, während bei negativer Spitze, aus welcher sich die Elektricität weniger weit auf dem Glase ausbreitet, der durch Influenz an der ihm zugekehrten Seite positiv geladene Tropfen angezogen wird. Dabei kann auch das Quecksilber durch den Contact mit dem Glase elektrisirt werden und in Folge dessen sich bewegen.

[1]) van Marum, Beschreibung einer grossen Elektrisirmaschine 1786, p. 39. — [2]) Becquerel, Compt. rend. **74**, p. 83, 1872*. — [3]) Paetz, van Troostwyck und Deimann, Ann. de Chim. **5**, p. 278, 1790*. — [4]) Quet, Compt. rend. **46**, p. 903, 1858*.

**1150** Durch die hohe Temperatur der Funken können leicht entzündliche Körper entflammt werden.

Giesst man Alkohol [1]) oder Aether [2]) in eine zur Erde abgeleitete Metallschale und lässt von einer an dem Conductor der Elektrisirmaschine befestigten Kugel Funken hineinschlagen, so entzünden sie sich.

Schlägt der Funken durch den Rauch einer eben ausgeblasenen Kerze, so entzündet sie sich wieder [3]).

Will man leicht entzündliche Pulver, ein Gemisch von zerstossenem Kolophonium und Lycopodium entzünden, so muss man den Widerstand des Schliessungskreises so vergrössern, dass die mechanische Wirkung des Funkens vermindert wird, weil sonst die Pulver, ohne sich zu entzünden, nach allen Seiten aus einander gesprengt werden. Indess darf dieser Widerstand auch nicht zu gross sein, damit die thermische Wirkung des Funkens nicht zu sehr herabgedrückt wird. Am besten schaltet man feuchte Schnüre von genügender Länge in die Leitung ein [4]). Das Pulvergemisch streut man auf einen Wattenbausch und legt denselben zwischen die Kugeln eines Henley'schen Ausladers. Man kann es in dieser Art sowohl durch den Funken bei der Batterieentladung, wie durch den Funken eines grossen Conductors [5]) oder eines Inductoriums entzünden.

**1151** Auch Harzpulver, welches auf eine Wasserfläche gestreut ist, wird entzündet, wenn ein Funken zwischen zwei fast im Niveau des Wassers liegenden Drähten übergeht. — Schiesspulver wird ebenfalls zwischen den Kugeln eines Henley'schen Ausladers im Schliessungskreise der Batterie u. s. f. bei Einschaltung einer feuchten Schnur leicht entzündet. Um das Zersprengen desselben zu verhüten, kann man es auch mit etwas Kampher und Oel anreiben oder in eine Cartonhülse einschliessen [6]).

**1152** Besonders leicht wird das von Varrentrapp angegebene Gemenge von gleichen Theilen Schwefelantimon und chlorsaurem Kali schon durch die kleinsten Funken entzündet. Es wird in Folge dessen zu Zündungen von Minenladungen u. s. f. verwendet, indem man es innerhalb der Sprengmasse in einer kleinen Holzkapsel zwischen zwei nahe an einander stehenden spitzen Drähten oder über einem durch einen Schnitt in zwei Hälften getheilten Stanniolblatt ausbreitet, welche in den Entladungs-

---

[1]) Ludolf im Jahre 1744. Watson, Phil. Trans. **43**, p. 481, 1745*, siehe Priestley, Gesch. d. Elektr., deutsch p. 47. — [2]) Winkler, ibid. — [3]) Gralath, ibid. — [4]) Nach W. Holtz (Gött. Nachrichten 1882, p. 343*; Beibl. **6**, p. 701*) soll, wenn gleiche Elektricitätsmengen bei gleichen verzögernden Widerständen sich entladen, die zündende Kraft für pulverförmige und faserige Körper noch wesentlich von der Lage der Widerstände abhängig sein, so dass sie am grössten wäre, wenn sich die Widerstände unmittelbar an die Funkenstrecke schliessen, während sich die Zündung gasförmiger Körper im Ganzen umgekehrt verhält. Diese Verhältnisse sind jedenfalls noch genauer zu studiren. — [5]) Wilson, Phil. Trans. **78** [1], p. 302, 1778*; van Marum, Beschreibung einer grossen Elektrisirmaschine 1786, p. 12. — [6]) Bose, Priestley, Gesch. d. Elektr. p. 47*.

kreis einer Flasche eingefügt werden, und mit einem dünnen Papierblatt bedeckt.

**1153** Ein Gemenge von Wasserstoff und Sauerstoff, resp. Luft, kann man in der elektrischen Pistole von Volta [1]) entzünden, einem vorn durch einen Kork zu schliessenden Blechrohre, in welches seitlich eine Glasröhre luftdicht eingekittet ist, durch die ein Draht bis nahe an die innere Oberfläche der Röhre herangeht. Der Draht ist aussen mit einer Kugel versehen. Füllt man die Pistole mit dem Knallgasgemisch, hält sie in der Hand und nähert die Kugel dem geladenen Conductor der Elektrisirmaschine, so wird der Kork durch die Explosion hinausgeschleudert [2]).

Im Eudiometer findet die Verbindung von Wasserstoff und Sauerstoff vollständig nur bei höheren Drucken und starken Potentialdifferenzen statt. Die Entladungen des Inductoriums sind hierbei durch Einschaltung einer Leydener Flasche zu verstärken. Bei grösseren Verdünnungen und schwachen Entladungen verbrennt das Gemenge nur partiell, so dass man hinter einander mehrere Partialentzündungen bei gesteigertem Druck vornehmen kann. Bei sehr schwachen Entladungen (in Form der Lichthülle) verbinden sich die Gase nur langsam auf dem Wege der Entladung selbst und um so langsamer, je verdünnter sie sind [3]).

**1154** Bei fortgesetztem Durchgange der Funken durch Gemische anderer Gase werden ebenfalls chemische Verbindungen zwischen ihnen vermittelt, so z. B. die Verbindung von Stickstoff und Wasserstoff zu Ammoniak, wohl unter Bildung noch anderer Nebenproducte [4]), auch die Verbindung von schweflichter Säure und Sauerstoff zu Schwefelsäureanhydrid, von Stickstoff und Sauerstoff zu salpetrichter Säure [5]). So bilden sich rothe Dämpfe der letzteren, wenn die Funken in der Luft übergehen. Bei Gegenwart von Wasser entsteht nach Schönbein auch salpetrichtsaures Ammon. Kohlenelektroden geben in Wasserstoff Veranlassung zur Bildung von Acetylen [6]).

Die Menge des in der Luft durch die Funken zu salpetrichter Säure verbundenen Stickstoffs und Sauerstoffs nimmt bei gleichbleibender Stromintensität mit der Länge der Funken zu. Bei Anwendung desselben Inductionsapparates und derselben ihn erregenden Säule und allmählicher Entfernung der Elektroden von einander, wobei die Länge der

---

[1]) Pistole von Volta, Collezione delle Opere **3**, p. 133*. Die Anwendung dieser Entzündung für eudiometrische Zwecke s. Volta, ibid., p. 177, 1777*. — [2]) Wolff, Lichtenberg's Magazin für das Neueste [2] **2**, p. 70. — [3]) Herwig, Pogg. Ann. **148**, p. 44, 1873*. — [4]) Frémy und F. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. **35**, p. 82, 1852*. — [5]) Schon Priestley (Phil. Trans. 1785, abr. **16**, p. 21*) hatte hierbei eine Säurebildung beobachtet. Cavendish (Phil. Trans. **75**, p. 374, 1785*) hat zuerst die Bildung von Salpetersäure nachgewiesen. — [6]) Morren, Compt. rend. **48**, p. 342, 1859*; Cosmos **14**, p. 127*. Berthelot, Compt. rend. **54**, p. 640*, **55**, p. 136, 1862*.



Funken zu-, die Stromintensität abnimmt, erhält man bei einer gewissen Funkenlänge das Maximum des chemischen Effectes [1]).

Diese Wirkung der Funken auf die Luft scheint darauf zu beruhen, dass dieselben den Sauerstoff zum Theil in Ozon verwandeln können, gerade ebenso, wie wenn man sie in reinem Sauerstoff überschlagen lässt. Die Ozonbildung ist dabei an der negatigen Elektrode bedeutender, als an der positiven; sie nimmt mit Verkürzung der Funken, Bedeckung der Elektroden mit Glas und der Temperaturerhöhung ab [2]).

Auch die Büschelentladung erzeugt Ozon, so dass eine in das Büschel hineingehaltene, mit schwach schwefelsaurem Wasser befeuchtete Gold- oder Platinplatte sich nachher in verdünnter Säure gegen eine reine Platte elektronegativ verhält. Die Erzeugung des dem Ozon eigenthümlichen Geruches hierbei ist von der Natur der Spitze unabhängig.

**1155** Andere Gase werden durch die Inductionsfunken zersetzt, so z. B. Ammoniak in Stickstoff und Wasserstoff, Methylamin in nadelförmige Krystalle von Cyanmethylammonium und Wasserstoff; bei längerem Durchgang setzt sich eine theerartige Substanz ab. Aehnlich verhalten sich Trimethylamin und Aethylamin. — Cyan zersetzt sich durch die Funken, ebenso wie durch einen glühenden Eisendraht, vollständig in Kohle und Stickstoff; Stickoxyd und Stickoxydul in Stickstoff und Sauerstoff, welcher letztere sich mit einem Theil des Stickoxyds zu rothen Dämpfen von salpetrichter Säure verbindet, bis auch diese zersetzt werden. Kohlenoxydgas wird nicht zersetzt; ist es über Wasser aufbewahrt, so bildet sich Wasserstoff und Kohlensäure. Kohlensäure zerfällt in Kohlenoxyd und Sauerstoff, welche sich später unter Explosion wieder vereinigen. Sumpfgas zersetzt sich in Acelyten und Wasserstoff [3]); bei fortgesetzter Einwirkung scheidet sich, indess ziemlich schwierig, Kohle ab; ölbildendes Gas zerfällt in Kohle und Wasserstoff; schweflichte Säure langsam in Schwefel und Schwefelsäureanhydrid ($2\,SO_2 = S + SO_3$); Schwefelwasserstoff ebenso in Schwefel und Wasserstoff, wobei der Schwefel die Elektroden überzieht und den Funkenstrom unterbricht. Antimonwasserstoff giebt einen Absatz von Antimon an der negativen, einen schmutzig gelben Anflug auf der positiven Elektrode [4]); Phosphorwasserstoff zerfällt zwischen Kohlenspitzen in Phosphor und Wasserstoff [5]); Wasserdampf in Wasserstoff und Sauerstoff. Chlorwasserstoff wird kaum zersetzt [6]). Ein Gemenge von Cyangas und Wasserstoff giebt beim Durchschlagen elektrischer Funken Acetylen, ebenso ein Gemenge von Schwefelkohlenstoff und Wasserstoff unter Abscheidung von Schwefel; schwieriger ein Gemenge von 2 Vol. Kohlenoxyd und 1 Vol. Wasserstoff [7]). Ein

---

[1]) Perrot, Compt rend. **47**, p. 351, 1858*; Ann. de Chim. et de Phys. 61 p. 161, 1861*. — [2]) Houzeau, Compt. rend. **70**, p. 1286, 1870*. — [3]) Berthelot, Compt. rend. **67**, p. 1188, 1868*. — [4]) Böttger, Erdm. Journ. **90**, p. 34, 1863*. — [5]) Hofmann, Chem. Ber. **4**, p. 204, 1871*. — [6]) Buff und Hofmann, Ann. der Chem. und Pharm. **113**, p. 129, 1860*. — [7]) Berthelot, Ann. de Chim. et de Phys. [4] **9**, p. 418, 1866*.

Gemenge von Chlorkohlenstoff ($CCl_4$) mit Wasserstoff giebt unter Einwirkung von Inductionsfunken viel Acetylen u. s. f. [1]. Kohlensäure zwischen Kohlenelektroden verwandelt sich in Kohlenoxyd [2].

Acetylen entsteht überhaupt häufig bei Einwirkung von Funkenentladungen auf verschiedene organische Verbindungen [3].

Ganz analoge Resultate erhält man, wenn galvanisch glühende Platin- oder Eisendrähte in die Gase gebracht werden; nur wirkt im letzten Falle noch die Verwandtschaft des Eisens mit. — Aehnliche Resultate sind auch schon früher mit den gewöhnlichen Funken der Elektrisirmaschine erhalten worden.

Als Quet [4] in einem mit Leuchtgas gefüllten, horizontal gestellten Eudiometerrohr die Funken überschlagen liess, bemerkte er nur auf beiden Elektroden einen Absatz von Kohle, nicht aber auf den, den mittleren Theilen der Funken zunächst liegenden Stellen des Rohres. Von den Elektroden aus breitete sich der Ansatz von Kohle aus, bis sich die Kohlentheilchen in der Mitte berührten. Diese Wirkung könnte indess durch das Mitreissen der Kohlentheilchen durch die Funken bedingt sein.

All diese Wirkungen sind nicht sowohl der elektrolytischen, als der thermischen Wirkung der Funken zuzuschreiben, die bei ihrer hohen Temperatur die Körper zersetzen. Daher bedarf es hierbei der Bildung einer Lichthülle nicht; selbst wenn die Funken einer gewöhnlichen Elektrisirmaschine zwischen zwei sehr dünnen Platindrähten in Acetylen oder Leuchtgas überschlagen, wobei die Lichthülle fast vollständig verschwindet, setzt sich auf beiden Kohle ab [5].

**1156** Während bei den vorher erwähnten Versuchen die Funken nur durch ihre hohe Temperatur wirken, hat man auch durch weniger heisse Funken, bez. überwiegende Gasentladungen Veränderungen der von ihnen durchströmten Körper hervorgerufen. Man hat hierbei die abwechselnde Ladung und Entladung von Glasflächen verwendet, zwischen denen die Gase hindurchgeleitet wurden.

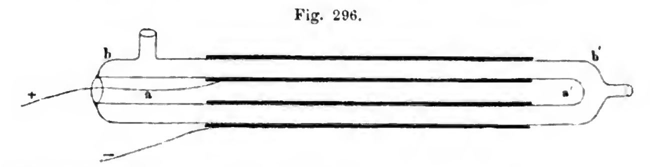
Diese Methode ist zunächst zur Bildung des Ozons verwendet worden. Ein sehr zweckmässiger Apparat hierzu, „die Ozonröhre" ist von Werner Siemens [6] angegeben worden: Zwei Glasröhren, *aa'* und *bb'*, Fig. 296,

---

[1] Williams, Proceed. Roy. Soc. Mai 8, 1868*; Chem. Centralbl. 1869, p. 288*. — [2] Hofmann, Chem. Ber. **4**, p. 244, 1871*. — [3] Berthelot, Ann. de Chim. et de Phys. [4] **30**, p. 431, 1873*. — [4] Quet, Compt. rend. **46**, p. 903, 1858*. — [5] Seguin, Ann. de Chim. et de Phys. [3] **69**, p. 104, 1863*. — [6] Werner Siemens, Pogg. Ann. **102**, p. 120, 1857*. Ganz ähnliche Apparate sind später von Jean (Compt. rend. **61**, p. 995, 1865*) und Houzeau (Compt. rend. **76**, p. 1203, 1873*) als neu beschrieben worden. Andere Formen für chemische Zwecke von Berthelot (Ann. de Chim. et de Phys [5] **10**, p. 51*; Beibl. **1**, p. 300*). Ein Apparat mit mehreren hinter einander gestellten Ozonröhren siehe Leeds in Journ. of the Americ. Soc. **1**, p. 1*; Beibl. **4**, p. 150, 1880*. Ein anderer Apparat, eine 20 cm lange, 2,5 cm weite Glasröhre, durch welche der Strom des Gases (Sauerstoff) geleitet wird und in der sich eine Metallplatte als negative, eine Metallkugel als positive Elektrode einer Holtz'-

sind in einander geschoben und an ihren einen Enden bei *ab* mit einander verschmolzen. Die innere *aa'* ist bei *a'* zugeschmolzen. An beiden Enden sind an die äussere Glasröhre Tubuli angeblasen. Die innere

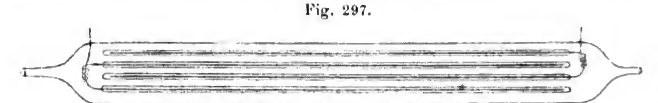
Fig. 296.




Fläche der inneren und die äussere Fläche der äusseren Glasröhre werden mit Stanniolblättern belegt, und dieselben mit den Enden der Inductionsrolle eines Inductoriums verbunden.

Eine abgeänderte Form, bei der die geladenen Glasflächen noch grösser sind, ist diesen Röhren von von Babo gegeben worden. In ein etwa 50 cm langes und 1 cm weites Glasrohr, Fig. 297, werden etwa 12

Fig. 297.



je 40 cm lange und $^1/_2$ mm weite Glasröhren (von denen in der Figur nur vier gezeichnet sind) eingelegt, die abwechselnd am einen oder anderen Ende geschlossen sind. In dieselben werden ganz dünne Kupfer- oder Silber-(Platin-)drähte gesteckt, deren Enden innerhalb der Röhren mit Platindrähten verlöthet sind. Die offenen Enden der Röhren sind mit letzteren verschmolzen. Die aus den Röhren heraustretenden Platindrähte werden je um einen Platindraht fest umgewunden und die beiden

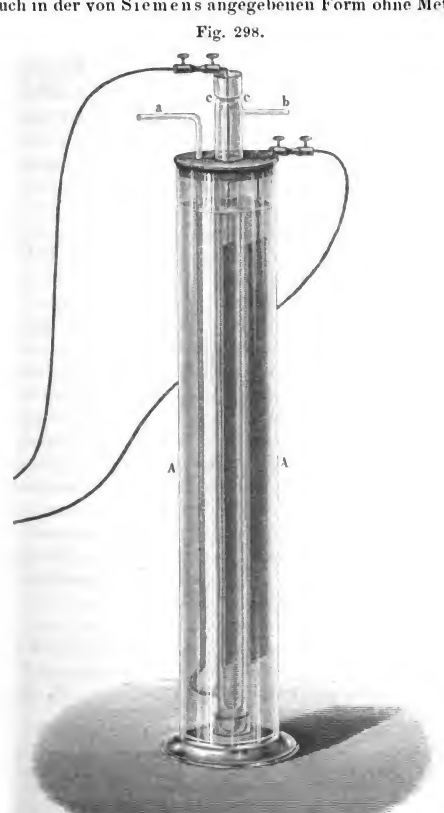
---

schen Maschine in solcher Entfernung einander gegenüberstehen, dass die dunkle Entladung eintritt, siehe A. W. Wright (Sillim. J. [3] **4**, p. 26, 1872*; Pogg. Ann. **152**, p. 162, 1874*. — Für einzelne Versuche wendet Berthelot (Ann. de Chim. et de Phys. [5] **12**, p. 445, 1877*; Beibl. **2**, p. 167*) zwei Glasröhren an welche innen mit Platinbelegungen versehen sind, die mit den beiden Conductoren der Holtz'schen Maschine communiciren. Die äusseren Belegungen der Röhren sind mit einander verbunden, die Röhren selbst geschlossen. Zwischen den Conductoren der Maschine schlagen beständig Funken über, so dass sich die inneren Belegungen abwechselnd laden und entladen, wobei im Inneren der Glasröhren kein Funken zu sehen ist. Werden die Röhren mit Sauerstoff gefüllt, so bildet sich in beiden Ozon, und zwar nahezu gleich viel. Indess wird eine bestimmte Grenze (etwa 8 bis 8,5 Proc. des Sauerstoffs) in der Bildung desselben nicht überschritten. Mit Abnahme der Funkenlänge zwischen den Conductoren nimmt die Bildung des Ozons schnell ab. Die übrigen Wirkungen der Entladungen in den Ozonröhren zeigen sich ebenfalls bei diesen Röhren, in welchen wohl die Funkenübergänge zwischen den Platinbelegungen und den darunter oder daneben liegenden Glasflächen ebenso wirken wie in jenen.

Enddrähte seitlich durch das Rohr hindurchgeführt, in dessen Wand sie eingeschmolzen werden. Sie werden dann ausserhalb mit dem Inductorium verbunden.

Um die Vorgänge in derartigen Röhren besser sehen zu können, hat 1157 man sie auch in der von Siemens angegebenen Form ohne Metallbelegungen

Fig. 298.




vertical in einem Glascylinder $A$, Fig. 298, befestigt, durch dessen tubulirten Boden das an $c$ angesetzte engere Rohr hindurchging, oder

letzteres Rohr der Röhre *c* parallel nach oben gebogen und den Glascylinder, so wie den inneren Raum der Entladungsröhre mit verdünnter Schwefelsäure, Kochsalzlösung u. dergl. mehr gefüllt, in welche Platindrähte als Elektroden eingesenkt wurden.

**1158** Verbindet man die Belegungen derartiger Röhren mit den Polen eines Inductoriums, so werden sie abwechselnd entgegengesetzt geladen und dabei gehen kleine unscheinbare Fünkchen zwischen den naheliegenden Glaswänden der Entladungsröhre über. Man kann auch die Belegungen mit den Elektroden einer Influenzmaschine und zugleich mit denselben nahe einander gegenüberstehende Kugeln verbinden. Die Belegungen laden sich dann abwechselnd und entladen sich durch die Kugeln, wobei auch im Inneren der Entladungsröhre abwechselnd gerichtete, wenig leuchtende Funkenströme durch das darin enthaltene Gas gehen.

Diese Entladungen in den Röhren werden häufig mit dem Namen „effluve électrique" bezeichnet [1]).

**1159** Leitet man durch diese Röhren reines Sauerstoffgas, so wird es stark ozonisirt [2]). Verbindet man eine mit Sauerstoff gefüllte Ozonröhre mit einem Schwefelsäuremanometer, so tritt darin bei hohen Drucken nach längerem Durchgange der Entladungen ein statischer Zustand ein, wobei das Maximum von Ozon gebildet ist. Bei niederem Drucke (50 mm Quecksilber) nimmt, nachdem eine maximale Menge Ozon entsprechend einem Minimum des Druckes erzeugt ist, der Druck wieder zu, bis das ganze Ozon verschwunden ist. Hierauf bildet sich neues Ozon u. s. f. Dies rührt daher, dass das Ozon bei den niederen Drucken weniger stabil ist, als bei höheren und durch die Entladungen bis zur Zersetzung erhitzt wird, indem die Oberfläche der Entladungsröhre nicht gross genug ist, um die Temperatur hinlänglich tief zu erhalten. Mischt man dem Sauerstoff Wasserstoff bei, welcher eine leichtere Temperaturausgleichung bedingt, so tritt die besprochene Erscheinung nicht ein [3]).

**1160** Wasserstoff wird nicht verändert. Zeigt derselbe nach dem Durchgange durch die Röhren stärker reducirende Wirkungen, z. B. auf Silberlösungen, so rührt dies von Unreinigkeiten her, wie z. B. von einem ge-

---

[1]) Die Wirkungen des elektrischen Effluviums auf verschiedene Substanzen haben ein überwiegend chemisches Interesse, weshalb sie in diesem Werke nur ganz kurz behandelt werden können. — [2]) In Betreff dieser, ausser dem eigentlichen Bereiche des vorliegenden Werkes liegenden Gegenstände vergleiche auch Meissner's Untersuchungen über die elektrische Ozonerzeugung und über die Influenzelektricität auf Nichtleitern, Abhandl. d. k. Göttinger Gesellsch. d. Wissenschaften **16**, p. 1, 1871*. Die Frage nach der Existenz des Antozons gehört nicht hierher; siehe auch Brodie, Phil. Trans. **162**, p. 435, 1873*; Ann. d. Chem. Pharm. **163**, p. 376*. — [3]) Hautefeuille und Chappuis, Compt. rend. **94**, p. 646, 1882*; Beibl. **6**, p. 400*.

ringen Schwefelgehalte in Folge des Durchleitens durch vulcanisirte Kautschukschläuche [1]).

Wasserstoff und Sauerstoff im Verhältniss von 2 : 1 verbinden sich nicht durch das Effluvium [2]).

Kohlensäure zerfällt nach Brodie [3]) in Kohlenoxyd und Sauerstoff, von dem bis zu 75 Proc. ozonisirt sind, so dass auf je zwei Molecüle Ozon ein Molecül gewöhnlicher Sauerstoff kommt.

Wasserdampf wird in Wasserstoff und Sauerstoff zerlegt [4]).

Acetylen polymerisirt sich zu einer flüssigen und einer festen Substanz [5]), nicht selbstentzündlicher Phosphorwasserstoff verwandelt sich unter Absatz von festem Phosphorwasserstoff in selbstentzündliches Gas, welches sich nachher weiter zerlegt, Methylalkohol zerfällt in 1 Vol. Grubengas und 2 Vol. Wasserstoff und giebt zugleich eine Säure [6]).

Stickoxydul zersetzt sich in Stickstoff und Sauerstoff; Stickoxyd liefert Stickoxydul, Stickstoff und Sauerstoff; Schwefelwasserstoff, Selenwasserstoff bilden Wasserstoff [7]) und Verbindungen des letzteren mit mehr Schwefel und Selen. Schweflichte Säure zerfällt in Sauerstoff und Schwefel, Cyan giebt Paracyan; Kohlenoxyd giebt das Kohlensuboxyd Brodie's ($C_8O_6$); Methan, Aethylen, Dimethyl geben Wasserstoff und Acetylen; bei ersterem entsteht zugleich eine terpentinartig riechende Substanz; Aethylen liefert ausserdem eine schon von Thénard beobachtete Flüssigkeit [8]) ($C_{10}H_{16,6}$) und etwas Dimethyl; letzteres giebt auch etwas Aethylen. Methyläther entwickelt Acetylen und Kohlensäure; Chlormethyl dürfte zuerst in Chlor und Dimethyl zerfallen, welche durch ihre Wechselwirkung Acetylen und Chlorwasserstoff geben, von denen ersteres sich condensirt. Zuletzt bleiben Chlorkohlenstoff, Wasserstoff und andere gechlorte Verbindungen.

Ameisensäure in einer Berthelot'schen Effluviumröhre zersetzt sich nach Maquenne [9]) sehr schnell, wobei der Druck steigt. Wahrscheinlich zerfällt sie in Wasser und Kohlenoxyd, welche dann weiter auf einander wirken, ganz ähnlich wie nach Berthelot bei Temperaturen von 200°.

Die Zusammensetzung der gebildeten Gase hängt bei allen bisher untersuchten Körpern, Alkoholen und Säuren der Fettsäurereihe vom Druck ab. Kohlensäure und Wasserstoff nehmen mit dem Drucke zu, Kohlenoxyd ab.

---

[1]) Chabrier, Compt. rend. **75**, p. 484, 1872*; vergl. auch du Moncel, Compt. rend. **76**, p. 1015, 1872*. — [2]) Berthelot, Compt. rend. **88**, p. 50, 1874*. — [3]) B. C. Brodie, Proc. Roy. Soc. **21**, p. 245*; Phil. Trans. **164** [2], p. 83, 1874*; Phil. Mag. [4] **47**, p. 309, 1874*. — [4]) Déhérain u. Maquenne, Compt. rend. **93**, p. 895, 1881*; Beibl. **6**, p. 255. — [5]) P. und A. Thénard, Compt. rend. **78**, p. 219, 1874*, auch de Wilde, Chem. Ber. **7**, p. 357, 1874*. — [6]) P. u. Arn. Thénard, Compt. rend. **74**, p. 1280*, **75**, p. 118, 1735, 1872*, **76**, p. 517, 983, 1048, 1508, 1873*. — [7]) Berthelot, Ann. de Chim. et de Phys. [5] **10**, p. 51*; Beibl. **1**, p. 302*. — [8]) Siehe auch de Wilde, l. c. — [9]) Maquenne, Compt. rend. **96**, p. 63, 1883*; Beibl. **7**, p. 317*.



**1161** Gemenge verschiedener Stoffe liefern unter Einfluss des elektrischen Effluviums besondere Producte.

So giebt nach P. und A. Thénard l. c. ein Gemenge gleicher Volumina Kohlensäure und Grubengas eine zähe Flüssigkeit. Stickstoff vereint sich mit Wasserstoff zu Ammoniak, welches aber nachher wieder zersetzt wird.

Reiner Stickstoff und Sauerstoff liefern nach Berthelot bei Einwirkung der schwachen Entladungen keine Verbindungen, sondern nur durch starke Funken, event. durch erstere nach Hautfeuille und Chappuis auch Uebersalpetersäure[1]; dagegen entsteht nach Déhérain und Maquenne (l. c.) bei Gegenwart von Wasserdampf Salpetersäure. Ein Gemenge von Kohlenoxyd und Wasserstoff liefert, wie schon Thénard und Brodie gezeigt haben, unter Einwirkung der dunkeln Entladungen, nach Berthelot eine feste Verbindung von nahe der Zusammensetzung $(C_4H_6O_3)_n$; Kohlenoxyd und Methan in gleichen Volumen geben ein Harz.

Stickstoff und Wasserdampf liefern, wie schon Schönbein[2]) bei der Verdunstung von Wasser in der Atmosphäre behauptet hatte, auch in den Ladungsröhren bei sehr starken Entladungen salpetrichtsaures Ammon.

Schwefelsäureanhydrid und Sauerstoff vereinen sich nach Berthelot[3]) zu Ueberschwefelsäure.

Ein Gemisch von Sauerstoff und Chlor mit einer Spur Stickstoff giebt nach Hautefeuille und Chappuis[4]) die Verbindung $N_2Cl_2O_{13} = Cl_2O_7 + 2NO_3$.

Mit Dextrin getränktes Papier absorbirt in den Röhren bedeutende Quantitäten Stickstoff[5]), was auch durch abwechselnde Ladung und Entladung derselben durch die atmosphärische Elektricität stattfinden kann, und entwickelt dann mit Alkalien Ammoniak[6]).

Benzol absorbirt ebenfalls Stickstoff (1 g etwa 4 bis 5 ccm) und liefert damit eine harzartige, beim Erhitzen Ammoniak ausgebende Verbindung. Terpentinöl, Sumpfgas, Acetylen, auch Glucose mit Potaschelösung und Stickstoff verhalten sich ähnlich[7]).

Auch Wasserstoff wird unter Einfluss der dunkeln Entladungen von verschiedenen Substanzen absorbirt. Benzol absorbirt etwa das 250fache Volumen (1,9 Aeq.) und bildet eine harzige Verbindung $(C_6H_4)_n$; Terpentin absorbirt bis zu 2,5 Aequivalente unter Verharzen; Kohlenstoff liefert keinen Kohlenwasserstoff, Acetylen condensirt sich, wie ohne Wasserstoff[8]).

[1]) Hautefeuille und Chappuis, Compt. rend. **92**, p. 80, 134, 1881*; Beibl. **5**, p. 317, 318*. — [2]) Schönbein, Verhandl. d. Naturf. Ges. Basel III; Ann. de Chim. et de Phys. [3] **67**, p. 371, 1862*. — [3]) Berthelot, Compt. rend. **86**, p. 277, 1878*; Beibl. **2**, p. 361*. — [4]) Hautefeuille und Chappuis, Compt. rend. **98**, p. 626, 1884*; Beibl. **8**, p. 531*. — [5]) Berthelot, Ann. de Chim. et de Phys. [5] **10**, p. 51, 1876*, **12**, p. 445 u. f. 1877*; Beibl. **1**, p. 300, **2**, p. 167*. — [6]) Berthelot, Compt. rend. **85**, p. 173, 1877*; Beibl. **1**, p. 524*. — [7]) Déhérain und Maquenne, Compt. rend. **93**, p. 895, 1881*; Beibl. **6**, p. 255*. — [8]) Berthelot, Ann. de Chim. et de Phys. [5] **10**, p. 51, 1876*; Beibl. **1**, p. 300*.

1162 Dass in stark verdünnten Gasen Veränderungen stattfinden, wenn in ihnen auch nur reine Gasentladungen auftreten, kann man schon an der Aenderung ihrer Spectra in den Spectralröhren bei stärkeren und schwächeren Entladungen nachweisen.

So ändern sich die bei schwachen Entladungen auftretenden Bandenspectren einfacher Elemente, des Stickstoffs, Wasserstoffs u. s. f., bei stärkeren in Linienspectren um, wodurch angezeigt wird, dass wahrscheinlich dabei ihre Molecüle in Partialmolecüle oder Atome zerfallen; die Spectra von zusammengesetzten Gasen verändern sich in die gemischten Spectra ihrer Componenten u. s. f. (vergl. §. 714).

Wird gewöhnlicher Phosphor in ein etwa 1 bis 2 cm weites, mit Stickstoff oder einem anderen indifferenten Gase gefülltes und evacuirtes Rohr gebracht, so verwandelt er sich durch die Entladungen in die rothe Modification[1]).

Natrium absorbirt in Röhren voll verdünntem Stickstoff den letzteren, sein Spectrum verschwindet und Stickstoffnatrium bildet sich[2]).

Diese Vorgänge sind rein chemischer Natur und gehören nicht in das Gebiet des vorliegenden Werkes.

1163 Während bei den beschriebenen Versuchen eine polare, von der Stromesrichtung abhängige Zersetzung durch die Funken nicht zu erkennen ist, hat Perrot[3]) eine solche nachzuweisen versucht.

Er leitete aus einem Kolben Wasserdampf durch zwei Glasröhren in Wasser, über welchem die entwickelten Gase in umgestülpten Glasglocken aufgefangen wurden. In die Glasröhren waren zwei mit den Polen einer Inductionsrolle verbundene Platindrähte so eingeschmolzen, dass ihre Enden, zwischen denen die Funken übergingen, mit den Enden der Glasröhren zusammenfielen. Die hierbei in beiden Glasglocken aufgefangenen Gase enthielten Knallgas, ausserdem aber noch einen Ueberschuss von Sauerstoff oder Wasserstoff, je nachdem das aus dem Wasserdampf an der positiven oder an der negativen Elektrode gebildete Gas untersucht wurde. Das Verhältniss dieser Ueberschüsse an Sauerstoff und Wasserstoff war nahezu das der im Wasser verbundenen Gase (1 : 2), und die Menge derselben nur etwas kleiner, als der Menge des Kupfers entsprach, welche in einem gleichzeitig in den Inductionskreis eingeschalteten Kupfervitriolvoltameter ausgeschieden war. — Durch eine dritte, über der Mitte der Inductionsfunken angebrachte Röhre wurde nur reines Knallgas mit dem Wasserdampf fortgeführt.

Schaltet man einen Condensator in den inducirten Kreis ein, wodurch die Funken heller werden, so nimmt die erzeugte Knallgasmenge ab.

---

1) Geissler und auch Schrötter, Pogg. Ann. 152, p. [illegible] Hittorf, Pogg. Ann. 126, p. 222, 1865*. — 2) Salet, [illegible] 1876*. — 3) Perrot, Compt. rend. 42, p. 351, 1858*; Ann[illegible] 61, p. 161, 1861*; Arch. des Sciences phys. et nat. Nouv[illegible]

Werden in demselben Inductionskreise zwei Unterbrechungsstellen angebracht, zwischen denen Funken in Wasserdampf überschlagen, so wächst die zersetzte Wassermenge mit der Länge der Funken [1]).

[1]) Eine eigenthümliche, scheinbar polare chemische Wirkung der Funken hat auch Becquerel (Compt. rend. 72, p. 800, 1871*) beobachtet.

Ein Streifen Papier wurde mit Eisenvitriollösung benetzt auf eine mit der einen Kugel eines Entladers verbundene Platinplatte gelegt, darüber in einigen Centimetern Abstand eine mit der Erde verbundene Platinkugel gestellt, die mit einem mit Ferricyankaliumlösung getränkten Papier umhüllt war. Die Platinplatte war mit einer Kugel verbunden, auf welche Funken von dem Conductor der Elektrisirmaschine resp. des Inductoriums übersprangen.

Unter der Kugel entsteht auf dem unteren Papier ein blauer Fleck, während das Papier auf der Kugel unverändert bleibt. Bei umgekehrter Stromesrichtung zeigt sich keine Färbung auf dem unteren Papier. Die Lösung des Ferricyankaliums wird also allein von der negativen zur positiven Elektrode geführt, die des Eisenvitriols nicht. Statt des unteren Papiers kann man einen Platintiegel mit der betreffenden Lösung verwenden.

Aehnlich wie Eisenvitriol und Ferricyankalium verhalten sich Kobaltchlorür oder salpetersaures Silber und Ferricyankalium; salpetersaures Silber und saures chromsaures Kali oder Chlorkalium oder Chlornatrium; schwefelsaures Kali und Chlorbarium; Lackmuspapier und Schwefelsäure oder Salpetersäure; Kalilauge und Eisenchlorür, so dass stets nur die letzt genannten Stoffe von der negativen zur positiven Elektrode geführt werden. Chlormagnesium und Kalilauge geben keine Wirkung. Bei Anwendung des Inductoriums werden die Papiere und Substanzen leicht durch die Hitze der Funken verändert.

Wahrscheinlich werden hier die Substanzen von der negativen Elektrode aus durch das daselbst bei geringerer Ladung entstehende Lichtbüschel zur positiven Elektrode geführt. Indess sind weitere Versuche erforderlich, ob in der That diese Fortführung auf einzelne Substanzen beschränkt ist.

## Drittes Capitel.

# L i c h t b o g e n.

---

Bereits früher ist angeführt worden, dass, wenn die Elektricitäten einer Säule bei guter Leitung der Schliessung den metallischen Elektroden so schnell und in solchen Mengen zugeführt werden, dass sich zwischen zwei Entladungen der frühere Zustand des Gases nicht wieder herstellt, resp. der Zwischenraum zwischen den Elektroden mit glühenden Gas- und Elektrodentheilchen erfüllt bleibt, die Elektricitäten in Form eines continuirlichen Lichtbogens übergehen. Auf diese Weise erhielt Davy [1]) durch eine 2000 paarige Säule zwischen Kohlenspitzen einen Lichtbogen von 4 Zoll Länge, welcher sich im luftleeren Raume auf 7 Zoll ausdehnte. Nach Quetelet [2]) soll dieses Kohlenlicht zuerst von Curtet im Jahre 1802 beobachtet worden sein. **1164**

Aehnlich verhält es sich, wenn die Ströme eines Inductoriums, einer dynamoelektrischen Maschine, grosse Elektricitätsmengen den Elektroden zuführen, resp. nur durch kurze Zwischenzeiten von einander getrennt sind oder ihre Intensität nur wenig steigt und sinkt. Im ersten Falle kann sogar bei abwechselnd gerichteten Strömen der Lichtbogen zwischen den Elektroden fortbestehen.

Um den Lichtbogen im luftleeren Raume und in verschiedenen Gasen darstellen zu können und seine übrigen Verhältnisse näher zu untersuchen, kann man sich unter Anderem des folgenden Apparates bedienen: **1165**

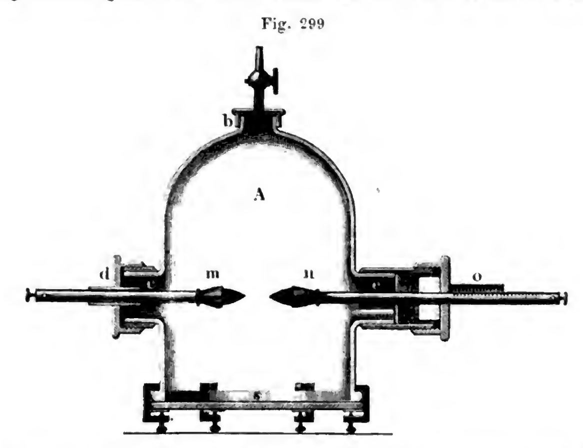
Eine Glasglocke *A*, Fig. 299 (a. f. S.), ist an drei Stellen tubulirt. Auf den Tubulus *b* ist ein Hahn luftdicht aufgekittet. Tubulus *c* trägt eine Fassung, in welche man einen Deckel *d* einschrauben kann, der in seiner Mitte den dicken Metallstab *m* trägt. An diesen Stab wird ausserhalb der Glocke vermittelst einer Klemmschraube der eine Leitungsdraht der Säule festgeklemmt. Auf den gegenüberliegenden Tubulus *e* ist eine Stopf-

---

[1]) Davy, Phil. Trans. 1821, 2, p. 487*. — [2]) Quetelet, Fortschritte der Physik 1850 u. 1851, p. 714*.

büchse aufgekittet, durch welche gleichfalls ein dem Stab *m* ganz gleicher und conaxialer Stab *n* entweder direct oder durch eine Schraubvorrichtung hindurchgeschoben werden kann. An die Stäbe *m* und *n* werden

Fig. 299




im Inneren der Glocke Kugeln, Bleche, Spitzen von verschiedenem Metall, oder Spitzen von Coakskohle, welche in metallene Röhren gefasst sind, angeschraubt. Die Stopfbüchse trägt aussen einen getheilten Nonius *o*. Der Stab *n* ist gleichfalls getheilt, so dass man den Abstand der an die Stäbe *m* und *n* angeschraubten Körper von einander messen kann. Auf die weite Oeffnung der Glasglocke ist eine gut darauf passende Spiegelplatte *s* luftdicht gelegt und daselbst durch Messingringe und Schrauben festgehalten.

**1166** Zur Erzeugung länger andauernder Lichtbogen lässt man den Strom einer starken Batterie zwischen zwei Spitzen von Coakskohle oder Bunsen'scher Gaskohle übergehen. Da dieselben aber während der Dauer des Lichtbogens allmählich abbrennen, und zwar die als positive Elektrode dienende Spitze etwa doppelt so schnell als die negative (s. weiter unten), so müssen sie durch eine mechanische Vorrichtung in demselben Verhältnisse einander genähert werden. Dies geschieht im Allgemeinen durch ein Uhrwerk, welches durch einen von dem lichterzeugenden Strome erregten Elektromagnet angehalten wird, wenn zwischen den Kohlenspitzen ein Strom fliesst, also ein Lichtbogen entsteht. Auch reisst das Uhrwerk die Spitzen von einander, falls sie direct zur Berührung kommen und dann nur roth glühen, statt einen Lichtbogen zu bilden. Die erste elektrische Lampe dieser Art ist von Foucault[1]) ersonnen und von

[1]) Foucault, Mondes 11, p. 620, 1866*.

Duboscq ausgeführt worden. Nach derselben ist eine grosse Anzahl von solchen Lampen in vielen Abänderungen für die Zwecke der elektrischen Beleuchtung construirt worden. Die Beschreibung derselben gehört nicht in dieses Werk.

**1167** Auch zwischen Quecksilberelektroden kann man nach Way[1]) den Lichtbogen dauernd herstellen, indem man aus einem Trichter durch ein ziemlich enges Glasrohr Quecksilber in ein weiteres, mit Quecksilber gefülltes Gefäss fliessen lässt und das letztere, sowie das Quecksilber im Trichter mit den Elektroden der Säule verbindet. Der Quecksilberstrahl im Glasrohr zerstäubt, und es bildet sich an seiner Stelle ein heller Lichtbogen. Das Glasrohr erhitzt sich dabei so stark, dass sich keine Quecksilbertropfen darin condensiren. Das Licht des Bogens ist sehr bläulich; sein Spectrum zeigt wenig rothe, viel blaue Strahlen und namentlich helle Linien in der Nähe der Fraunhofer'schen Linie *H*.

Ein Lichtbogen zwischen Quecksilberelektroden entsteht zuweilen, wenn man einen starken Strom durch eine mit Quecksilber gefüllte U förmige Röhre leitet, welche an ihrer Biegung stark verengt ist. Das Quecksilber wird in dem engen Theile durch den Strom bis zum Sieden erhitzt, wodurch die Continuität unterbrochen wird und ein Funken erscheint. Ist der Strom dadurch schwächer, so fällt das Quecksilber wieder zusammen und der Versuch wiederholt sich[2]); ist er stärker, so bildet sich ein Lichtbogen, dessen quantitative Beziehungen die gleichen sind, wie die der gewöhnlichen Lichtbogen (vergl. 795).

**1168** Wegen der geringen Spannung der Elektricitäten an den Polen einer selbst starken Säule (50 bis 60 Bunsen'schen Elementen) entsteht meist kein Lichtbogen zwischen ihren Elektroden, wenn man sie nicht erst völlig zur Berührung gebracht hat und dann von einander entfernt.

Die auf diese Weise erfolgende Veränderung der Unterbrechungsstelle zwischen den Elektroden kann indess nach Herschel[3]) auch dadurch hervorgebracht werden, dass man zwischen den in einiger Entfernung von einander aufgestellten und mit den Polen der Säule verbundenen Spitzen den Entladungsfunken einer Leydener Flasche überschlagen lässt. Hierdurch wird glühende Materie zwischen beiden Spitzen hinüber geführt, welche die Leitung und Entstehung des Lichtbogens vermittelt.

**1169** Unterbricht man den Strom einer Säule von 50 Grove'schen Elementen, welcher zur Herstellung eines Lichtbogens dient, auf nicht längere Zeit als $^1/_{20}$ bis $^1/_{25}$ Secunde, so tritt bei wiederholter Schliessung der

---

[1]) Way u. Gladstone, Phil. Mag. [3] 20. p. 249, 1860*. — [2]) F. C. G. Müller, Ann. d. Chem. u. Pharm. 158, p. 135, 1871*. — [3]) Herschel, Annals of Electr. 3, p. 507*; Pogg. Ann. 49, p. 122, 1840*; auch Daniell, Phil. Trans. 1839, [1], p. 93*; Pogg. Ann. 60, p. 381*.

Lichtbogen wieder hervor, selbst wenn der Abstand der Kohlenspitzen etwa 3 mm beträgt [1]). Je kürzer der Bogen ist, desto deutlicher ist diese Erscheinung. In ähnlicher Weise entsteht auch ein Lichtbogen bei Anwendung schnell die Richtung wechselnder Ströme einer Magnetelektrisirmaschine, wo ebenfalls zwischen je zwei Strömen eine kurze Unterbrechung eintritt. In einem rotirenden Spiegel erscheint dann der Lichtbogen in einzelne Bilder zerlegt und nicht mehr continuirlich [2]).

Auch wenn man den Lichtbogen zwischen zwei Eisenspitzen herstellt und dieselben magnetisirt, indem man sie mit dickem übersponnenem Kupferdraht umwickelt und einen Strom hindurchleitet, hört durch die dabei erfolgende seitliche Ablenkung häufig der Bogen auf. Er stellt sich aber oft nach schnell darauf stattfindender Oeffnung des magnetisirenden Stromes wieder ein, wenn die Spitzen noch heiss genug sind [3]).

**1170** Hat man die Elektroden, zwischen denen ein Lichtbogen entstehen soll, mit einander in Berührung gebracht und entfernt sie sodann von einander, so ist zuweilen bei sehr kleinen Entfernungen schwer zu sagen, ob sich die Elektroden noch an einzelnen kleinen Stellen berühren, die ins Glühen gerathen sind, oder wirklich bei völliger Trennung derselben ein Lichtbogen gebildet ist. Nach Edlund [4]) kann man hierüber entscheiden, indem man in den einen, von der Säule zur einen Elektrode des Lichtbogens führenden Draht eine Wippe einfügt, die zuerst die Verbindung zur Elektrode direct herstellt und sodann, wenn die Lichterscheinung zwischen den Elektroden aufgetreten ist, halb umgeschlagen wird, so dass die Verbindung gelöst wird. Ist die Lichterscheinung gänzlich erloschen, so wird die Wippe weiter umgeschlagen, wodurch man die Verbindung der Elektrode mit dem Säulenpol durch eine Nebenleitung herstellt, die einen strommessenden Apparat, eine Tangentenbussole enthält. Zeigt diese jetzt keinen Ausschlag, so waren die Elektroden völlig getrennt und es war ein wirklicher Lichtbogen gebildet; zeigt sie einen solchen, so hatten sich die Elektroden noch berührt.

**1171** Nach derartigen Versuchen muss die mit den Elektroden verbundene Säule ein bestimmtes Minimum von elektromotorischer Kraft besitzen, damit überhaupt ein Lichtbogen zwischen den durch eine Luftschicht von einander getrennten Elektroden entstehen kann.

Bei Elektroden von harter Kohle genügt eine Säule von etwa 25, bei Elektroden von Messing oder Kupfer von etwa 20, bei Silber von etwa 12 Bunsen'schen Elementen, also eine elektromotorische Kraft von

---

[1]) Wartmann, Archives **36**, p. 325, 1857*; auch Le Roux, Compt. rend. **65**, p. 1149, 1867*, **92**, p. 709, 1881*; Beibl. **5**, p. 545*. — [2]) Vergl. Jamin u. Roger, Compt. rend. **66**, p. 37, 1868*. — [3]) De la Rive, Phil. Trans. 1847, **1**, p. 17*; Pogg. Ann. **76**, p. 280*. — [4]) Edlund, Pogg. Ann. **133**, p. 353, 1868*.

etwa 30 bis 40, bez. 20 bis 25 Volts zur dauernden Herstellung des Lichtbogens. — Die Zahl der Elemente der Säule, also ihre elektromotorische Kraft kann etwas geringer sein, wenn die Elektroden die für Bildung des Lichtbogens geeignetste Form besitzen, etwa indem sie schon vorher zur Herstellung eines solchen gedient haben.

1172 Man könnte vermuthen, dass der Lichtbogen aus einer grossen Anzahl sehr schnell hinter einander folgender einzelner, diruptiver Entladungen bestände, indem die freie Spannung an den Elektroden einen gewissen Werth erreichen müsste, bis Materie und mit ihr eine bestimmte Elektricitätsmenge, welche die Materie zum Glühen bringt, im Lichtbogen überginge. Diese freie Spannung müsste dann durch die elektromotorische Kraft der Säule immer von Neuem hergestellt werden können. Indess erscheint das auf eine entfernte Wand durch eine Linse und einen rotirenden Spiegel projicirte Bild des Lichtbogens als ein völlig gleichmässig erleuchtetes Band, so dass keine Unterbrechungen der Entladung wahrzunehmen sind, sobald dieselbe einmal durch den Lichtbogen vermittelt wird.

1173 Stellt man den Lichtbogen zwischen Kohlenspitzen in dem §. 1165 beschriebenen Apparate her, so ist bald das Innere desselben mit kleinen Kohlentheilchen bedeckt, welche sich von den Spitzen entfernt haben. Durch dieses Fortreissen wird die Masse der Elektroden vermindert, und zwar auch, wenn der Lichtbogen im luftleeren Raume erzeugt wird. Der Verlust rührt somit nicht allein von der durch die hohe Temperatur bedingten Verbrennung der Kohlenspitzen her, sondern der Lichtbogen ist durch eine Bewegung der Theilchen der Elektroden bedingt.

1174 Tränkt man die Kohlen mit flüchtigen Substanzen, so wird der Lichtbogen leichter gebildet und seine Länge bei Anwendung derselben Säule vergrössert. So fand Casselmann[1]) die Länge des Lichtbogens zwischen:

| | Millimeter | Intensität des Stromes |
|---|---|---|
| Kohlen Kohlenspitzen . . . . . . . . . . . . . . | 4,5 | 65,3 |
| Kohlen, getränkt mit Borsäure . . . . . . . . . . | 5,0 | 60,9 |
| „ „ „ Zinkchlorid . . . . . . . . | 5,0 | 64,1 |
| „ „ „ salpetersaurem Kupferoxyd . | 6,0 | 70,0 |
| „ „ „ salpetersaurem Strontian . . | 6,75 | 83,9 |
| „ „ „ Kalihydrat . . . . . . . . . | 8,0 | 78,0 |

[1]) Casselmann, Pogg. Ann. 63, p. 576, 1844*.

Aus demselben Grunde entsteht der Lichtbogen zwischen Platindrähten erst bei stärkerer Intensität des Stromes, als zwischen zwei Elektroden von zusammengepresstem Platinschwamm, und ist bei gleicher Intensität der Ströme zwischen jenen kürzer als zwischen letzteren [1]).

Bei Herstellung des Lichtbogens zwischen Spitzen anderer Metalle zeigt sich derselbe Einfluss der leichteren Zertheilbarkeit bei höherer Temperatur, mag sie durch Verflüchtigung oder durch Schmelzung der Metalle bedingt sein. Man kann die Metalle in folgende Reihe nach der abnehmenden Helligkeit und Länge des Lichtbogens zwischen ihnen (in der Luft) ordnen:

Kalium, Natrium, Zink, Quecksilber, Eisen, Zinn, Blei, Antimon, Wismuth, Kupfer, Silber, Gold, Platin [2]).

Beim Erhitzen der Elektroden (z. B. von Platin) durch eine Weingeistlampe wird ihre Zertheilung gleichfalls erleichtert und der Lichtbogen kann länger erhalten werden [3]).

Umgekehrt leuchtet der Lichtbogen schwächer und erlischt leicht, wenn man die Elektroden abkühlt, also z. B. ihn zwischen zwei Kupferröhren erzeugt, durch welche kaltes Wasser fliesst [4]).

1175 Der Lichtbogen besteht aus zwei wesentlich verschiedenen Theilen; zuerst aus einem inneren sehr hell leuchtenden Kerne von mehr cylindrischer Form, dessen Enden die beiden Elektroden berühren, und dann aus einer sphäroidischen, weniger leuchtenden Hülle, die je nach der Natur der Elektroden und des umgebenden Gases verschieden gefärbt ist.

Man sieht diese beiden Theile sehr gut, wenn man zwischen die als Elektroden dienenden Kohlenspitzen ein Platinblech normal zu ihrer Verbindungslinie stellt und den Bogen durch den Schlag einer Leydener Flasche einleitet. Die Platinplatte schmilzt in der Mitte, glühende Kügelchen Platin fliegen zu den Kohlenspitzen, und Kohle von diesen zur Platinplatte. Die so übergeführten Theile sind von der dünnen, wenig leuchtenden Hülle umgeben [5]).

Stellt man den Lichtbogen zwischen zwei Spitzen in Flüssigkeiten dar, so verschwindet jene Hülle.

Der Lichtbogen ist in der Luft durch den aufsteigenden Luftstrom gewöhnlich nach oben gebogen, sonst nimmt er auch unter dem Einflusse des Erdmagnetismus besondere Krümmungen an (siehe weiter unten). Zugleich wechselt die Stellung des Lichtbogens sehr, wenn die Elektroden bald hier, bald dort mehr aufgezehrt werden. Dies ist bei Anwendung des elektrischen Lichtes oft störend. Wird ein langsamer Strom Sauerstoffgas auf die Kohlen geleitet, so brennen sie schneller auf der

[1]) De la Rive, Archives 1, p. 262*; Pogg. Ann. 54, p. 56, 1841*. — [2]) Grove, Phil. Mag. 16, p. 480, 1840*. — [3]) De la Rive, l. c. — [4]) Tommasi, Compt. rend. 93, p. 716, 1881*; Beibl. 6, p. 41*. — [5]) De la Rive, l. c.; auch Pogg. Ann. 60, p. 385, 1843*, 76, p. 270, 1849*; Traité 2, p. 229*.

Seite ab, von welcher das Gas hinzutritt; sie werden dadurch einseitig excentrisch zugespitzt und der Lichtbogen oscillirt nicht so sehr von einer zur anderen Seite [1]).

1176 Stellt man den Lichtbogen zwischen zwei Drähten aus gleichem Metall, z. B. Platin, her, so erglüht die positive Spitze besonders lebhaft. Verbindet man in ähnlicher Weise zwei Kupferdrähte mit den Polen einer sehr starken Säule (50 bis 60 Bunsen'schen Elementen), legt sie über Kreuz und entfernt sie dann ein wenig von einander, so bildet sich zwischen ihnen ein kleiner Lichtbogen und beide Drähte werden heiss. Während indess der negative Draht nur so weit glüht, als ihn der Strom durchfliesst, erstreckt sich beim positiven Draht das Glühen noch etwa 2 cm über den Kreuzungspunkt hinaus [2]).

Dasselbe Verhältniss tritt noch stärker hervor, wenn man den Lichtbogen zwischen einer Platte und einer Spitze darstellt. Ist die Spitze die positive Elektrode, so erglüht sie in der ganzen Länge, ist sie negativ, nur am vordersten Ende. Bei zwei Spitzen aus verschiedenem Metall muss man noch auf die Leitungsfähigkeit Rücksicht nehmen, indem, abgesehen von der verschiedenen Erwärmung durch den Strom, die schlechter leitende Spitze heisser wird [3]).

Auch wenn man als positive Elektrode Quecksilber, als negative einen darüber stehenden Draht benutzt, bildet sich nur ein kleiner Funken, wohl aber verdunstet das Quecksilber lebhaft. Ist der Draht dagegen positiv, so geräth er am Quecksilber in lebhaftes Glühen und schmilzt daselbst zu einer Kugel [4]). — Ersetzt man das Quecksilber durch Platten von festen Metallen, oder durch geschmolzenes Zinn, Blei, so zeigt sich die letztere Erscheinung nicht so deutlich. Man kann diese Versuche bei einem dünnen Platindrahte schon mit 6 Grove'schen Elementen anstellen.

1177 Matteucci [5]) hat einige Versuche gemacht, um die Verschiedenheit der Erwärmung der Elektroden zu messen, indem er dieselben mit Wasser umgab und das Ansteigen seiner Temperatur beobachtete. Genauere Gesetze haben sich nicht ergeben, nur überwog die Erwärmung der positiven Elektrode um so mehr, je schlechter die Elektroden leiteten. In verdünnter Luft und in Wasserstoffgas sollte die ungleiche Erwärmung der Kohlenspitzen schwächer hervortreten. Wohl aber erscheint sie in Kohlensäure (bei welcher die Kohlenspitzen unter Bildung von Kohlenoxyd verbrennen würden). — Diese Unterschiede kön-

---

[1]) Le Roux, Compt. rend. 66, p. 42, 1868*. — [2]) Gassiot, Phil. Mag. [3] 13, p. 436, 1838*; Pogg. Ann. 46, p. 330*. Walker, Transact. of the El. Soc., p. 65 u. 71*; Pogg. Ann. 55, p. 62, 1842*. — [3]) De la Rive, l. c. — [4]) Tyrtov, Pogg. Ann. 70, p. 85, 1847*. van der Willigen, ibid. 93, p. 292, 1854*. — [5]) Matteucci, Compt. rend. 30, p. 201, 1850*.

nen einmal von der Verbrennung der Kohlenspitzen in einzelnen Gasen herrühren, dann auch von der starken Abkühlung, welche sie in anderen Gasen, z. B. im Wasserstoffgas, erfahren. — Ganz diesen Temperaturverhältnissen entsprechend war der Gewichtsverlust der positiven Spitze im Wasserstoff viel kleiner, als in der Luft, und fast gleich der der negativen (s. w. u.).

**1178** Die Temperatur des Lichtbogens mit seinen Elektroden wurde von E. Becquerel[1]) bei Anwendung von 80 Bunsen'schen Elementen zu höchstens 2100° C. bestimmt, indem er die Zunahme der Leuchtstärke $L$ glühender Körper für verschiedene Farben durch eine Formel $L = a(e^{b(T-\vartheta)} - 1)$ ausdrückte, wo $\vartheta$ die Temperatur des Körpers, $T$ diejenige, bei welcher die betreffende Farbe auftritt, $a$ und $b$ Constante sind; und aus der Helligkeit des Lichtbogens unter Annahme der Gültigkeit jener Formel über die Beobachtungsgrenzen hinaus umgekehrt seine Temperatur berechnete.

**1179** Um die gesammte Wärmestrahlung des Lichtbogens einer Siemens'schen Lampe zu bestimmen, umgab Dewar[2]) denselben mit einem doppelten mit Wasser gefüllten Blechcylinder und maass die Erwärmung desselben. In einem speciellen Falle wurden so durch den Lichtbogen in einer Minute 34000 Cal. (gr, Centigrade) erzeugt. Ferner liess er die Strahlen des Bogens durch eine Oeffnung in einem Schirm mit doppelten Wänden auf eine Thermosäule fallen, während durch den Schirm kaltes Wasser floss, und verglich die Wirkung mit der der Strahlen einer Knallgasflamme. Dabei war die Strahlung des Lichtbogens etwa 9 mal so intensiv, als die der letzteren, so dass seine Temperatur etwa 6000° ist, wenn die der letzteren gleich 2000° gesetzt wird.

**1180** Ausführlichere Versuche hat später Rossetti[3]) angestellt.

Er wirft die von einer bestimmten Oberfläche der vertical über einander befindlichen Elektroden kommenden Wärmestrahlen auf eine mit einem astasirten Spiegelgalvanometer verbundene Thermosäule und bestimmt so die Temperatur derselben[4]). Sind $T$ und $\vartheta$ die absoluten Temperaturen des strahlenden Körpers und der Umgebung, $m$ und $n$ Constante, die von der Empfindlichkeit des Galvanometers abhängen, so ist der Ausschlag desselben $y = m T^2 (T - \vartheta) - n (T - \vartheta)$. Um die strahlende Oberfläche der Kohlen zu begrenzen, wurden vor dieselben Metallschirme mit einem 15 mm langen und 3,2 bis 3,6 mm hohen horizontalen Schlitz und ebensolche Schirme mit etwas grösserer Oeffnung vor die Thermosäule gestellt. Auf der Hinterseite der Kohlen be-

---

[1]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 68, p. 139, 1863*. — [2]) Dewar, Proc. Roy. Soc. 30, p. 85, 1880*; Beibl. 4, p. 482*. — [3]) Rossetti, Atti del Ist. Veneto [5] 5, 1879*; Beibl. 3, p. 821*. — [4]) Vergl. Rossetti, Ueber die Temperatur der Sonne, Nuovi Lincei 1878*.

fanden sich drei eben solche Schirme und dahinter in etwa gleichem Abstande, wie die Thermosäule, eine Linse von gleicher Oberfläche wie die der Säule, welche das Bild des Lichtbogens auf carrirtes Papier warf. Man konnte so sein Bild abzeichnen und seine Oberfläche in jedem Moment bestimmen; auch den Theil seiner Strahlung berechnen, welcher bei dem einmal gegebenen Abstande auf die Thermosäule fiel.

Aus einer Reihe von Versuchen mit bis zu 160 Bunsen'schen Elementen ergab sich an der Lampe von Duboscq:

Die Temperatur der positiven Kohle liegt zwischen 2400 und 3900°, sie ist um so höher, je kleiner die strahlende Fläche ist (in den vorliegenden Versuchen wurde sie bis etwa auf $^1/_4$ reducirt); die Temperatur der negativen Elektrode schwankt zwischen 2138 und 2530°, wobei die vorher grosse, an einzelnen Stellen dunkle Fläche auf die Hälfte reducirt wurde. Demnach dürften die Temperaturen der äussersten Spitzen der beiden Elektroden nicht unter 2500 und 3900° sein.

Bei wachsenden Zahlen $n$ der zur Säule verbundenen Elemente, resp. den Stromintensitäten $i$ wächst die Temperatur des gesammten Bogens wie folgt:

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $n =$ | 50 | 60 | 70 | 80 |
| $i =$ | 26,0 | 31,0 | 39,2 | 57,0 |
| $t =$ | 2190 | 2334 | 2536 | 2784° C. |

Bei einer mit 8 bis 10 Bunsen'schen Elementen verbundenen Lampe von Reynier betrug die Temperatur der glühenden positiven Kohle 2406 bis 2734° C.

**1181** Die hohe Temperatur des Lichtbogens kann dazu dienen, schwer schmelzbare Körper zu schmelzen und zu verflüchtigen. Schon Children[1]) brachte Titansäure, Uranoxyd, Wolframsäure, Ceroxyd, Molybdänsäure, Iridium in eine kleine Vertiefung in einer mit dem einen Pol einer Säule verbundenen Kohle und legte darauf eine mit dem anderen Pol verbundene Kohle. Wolframsäure und Molybdänsäure schmolzen und verflüchtigten sich; Ceroxyd verflüchtigte sich; Uranoxyd, Titansäure schmolzen ohne Reduction. Iridium schmolz gleichfalls.

Bei Anwendung von 500 bis 600 Bunsen'schen Elementen hat Despretz[2]) bei der Darstellung des Lichtbogens im Vacuum die Kohlenspitzen verdunsten sehen, wie wenn Joddampf aus erhitztem Jod aufsteigt, und einen Absatz von schwarzem krystallinischem Pulver an den Glaswänden des Gefässes beobachtet. Wurde der Lichtbogen zwischen einer verticalen Kohlenspitze und einem darunter stehenden Graphittiegel hergestellt, der kleine Kohlenstücke enthielt, so waren sie an einander geschweisst und zu kleinen Graphitkugeln vereint.

---

[1]) Children, Phil. Trans. 1815, **2**, p. 369*; Gilb. Ann. **52**, p. 363*. — [2]) Despretz, Compt. rend. **28**, p. 755*, **29**, p. 48, 545, 709, 1849*.

Dünne Kohlencylinder von Gasretortenkohle, Zuckerkohle oder Graphit, welche die Elektroden verbanden, bogen sich oft Sförmig.

Wurde der Lichtbogen zwischen zwei horizontalen Kohlenspitzen über verschiedene in einem Tiegel aus Zuckerkohle befindliche, schwer schmelzbare und schwer flüchtige Substanzen geleitet, so schmolzen und verdampften sie. Kiesel schmolz zu einer glasigen Kugel, welche Glas ritzte, Bor ebenso. Titan (Stickstofftitan?) schmolz im Vacuo zu hellgelben Kugeln; ein Theil verdunstete und setzte sich in Gestalt einer braunen Haut an einer über den Tiegel gestellten Porzellanschale an.

In einem besonderen Falle wurden neben der Hitze des elektrischen Lichtbogens noch die durch eine Linse von 90 cm Durchmesser concentrirten Wärmestrahlen der Sonne und ein Knallgasgebläse angewandt. Magnesia verflüchtigte sich in diesem vereinten Feuer, Anthracit bog sich, und fast kein Körper schien bei der enorm hohen Temperatur der Schmelzung und Verflüchtigung zu widerstehen.

Wir fügen diesen Versuchen bei, dass Despretz[1]) die Funken eines kräftigen Inductionsapparates von Ruhmkorff einen Monat lang zwischen einem Bündel von 12 Platindrähten und einem Kohlencylinder im luftleeren Raume überschlagen liess. An den Platindräthen hatten sich schwarze Octaëder mit abgestumpften Ecken und auch an ihren Spitzen einige sehr kleine weisse Octaëder abgesetzt, welche vielleicht künstliche Diamanten (Kohlenplatin?) darstellen sollten, obgleich nach einzelnen Andeutungen der natürlich vorkommende Diamant wohl auf nassem Wege entstanden zu sein scheint.

**1182** Mittelst des durch die Ströme einer dynamoelektrischen Maschine zwischen einer Kohlenspitze und Stahlstücken erzeugten Lichtbogens kann man letztere in grösseren Quantitäten schmelzen u. s. f.

Lässt man den Lichtbogen zwischen den Enden zweier parallel gestellter Kohlenstäbe übergehen, zwischen welche man verschiedene Pulver gepresst hat (sogenannte Jabloschkoff'sche Kerzen), so verflüchtigt sich schwefelsaures Baryt; schwefelsaurer Kalk wird zu Schwefelcalcium reducirt[2]).

**1183** Tichomiroff und Lidoff[3]) erhalten durch Einwirkung des Lichtbogens auf ein Gemenge von borsaurem Eisen und Zucker oder Paraffin sehr hartes, weisses Boreisen mit etwa 2,66 bis 3,29 Proc. Gehalt an Bor.

Elektroden von Zink u. s. f., zwischen denen der Lichtbogen in Wasser übergeht, verdampfen und condensiren sich zu Zinkstaub.

**1184** Auch Gase können durch die Hitze des Lichtbogens verändert werden. So bohrte Dewar[4]) in ein Kalkstück ein ⊥ förmiges Loch.

---

[1]) Despretz, Compt. rend. **37**, p. 369, 1853*. — [2]) Jeremin, Chem. Ber. **14**, p. 1704, 1881*; Beibl. **5**, p. 901*. — [3]) Tichomiroff u. Lidoff, Journ. der russ. phys. chem. Ges. 1883*; Beibl. **8**, p. 232*. — [4]) Dewar, l. c.

steckte durch die horizontale Bohrung eine röhrenförmige, sorgfältigst gereinigte Kohle, in die verticale einen Kohlenstab und erzeugte zwischen beiden den Lichtbogen. Wurde durch die Röhre ein Strom von 3 Vol. Wasserstoff und 1 Vol. Stickstoff geleitet, so erhielt man reichlich Cyanwassersoff; ein Strom von reinem Wasserstoff gab wenig Cyanwasserstoff und viel Acetylen; trockene Luft gab nichts, feuchte Luft viel Cyanwasserstoff und wenig Acetylen. Die Wirkung des Lichtbogens ist also eine rein thermische.

Bei anderen Versuchen wurde über die elektrische Lampe von Siemens, resp. Jabloschkoff'sche Kerzen ein oben geschlossener Blechcylinder gestülpt, welcher unten in eine mit Quecksilber gefüllte Rinne in einer Porzellanplatte tauchte und zwischen dessen doppelten Blechwänden ein Strom kalten Wassers floss. Trockene Luft wurde hindurchgeleitet und darauf durch verdünnte Natronlauge oder starke Schwefelsäure. Die durch Titration bestimmte Menge der gebildeten salpetrichten Säure wuchs mit der Schnelligkeit des Luftstromes und der Länge des Lichtbogens. Die grösste Menge des Stickstoffs wird hierbei primär in Stickoxyd übergeführt.

**1185** Erzeugt man den Lichtbogen zwischen Kohlenspitzen im lufterfüllten Raume und stellt vor denselben eine Linse, durch welche sein Bild auf eine gegenüberstehende weisse Wand projicirt wird, so zeichnen sich die an den Enden weissglühenden Elektroden sehr deutlich von dem weniger hellen Lichtbogen selbst ab. Kohlentheilchen reissen sich von der positiven Elektrode ab und fliegen zur negativen hin. Die positive Spitze erhält dadurch bald eine kraterartige Vertiefung. Um die negative Spitze dagegen lagern sich häufig die Kohlentheile in Knöpfchen an, welche unter dem Mikroskop völlig abgerundete Kanten zeigen, so dass sich die Kohle im geschmolzenen oder doch erweichten Zustande an die Spitze gelegt hat. — Dieses Phänomen ist zuerst von Silliman zwischen einer positiven Spitze von Reissblei und einer negativen von Kohle beobachtet worden.

Bei ruhigem, geräuschlosem und länger andauerndem Brennen eines Lichtbogens von $^3/_{16}$ Zoll Länge fand D. F. Andrews[1]) die Oberfläche des auf der positiven Elektrode gebildeten Kraters nahe proportional der Stromintensität. So waren die Durchmesser $d$ und die Quadrate $r$ bei den Stromintensitäten $i$ in Weber'schen Einheiten:

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $10^3 d$ | 140 | 156 | 266 | 316 | 453 |
| $10^4 d^2$ | 196 | 243 | 556 | 825 | 1602 |
| $i$ | 9 | 12 | 29 | 42 | 81 |

Der Uebergang der Materie in der Richtung des positiven Stromes lässt sich sehr gut nachweisen, wenn man als positive Elektrode Platin-

[1]) D. F. Andrews, J. Tel. Eng. **9**, p. 201, 1880*; Beibl. **4**, p. 682*.

schwamm oder pulverförmiges (durch Reduction von Kupferoxyd mittelst Wasserstoff erhaltenes) Kupfer verwendet [1]).

Bedient man sich einer Spitze von Platin als positiver, einer Platinplatte als negativer Elektrode, so bilden sich auf letzterer bläuliche, kreisförmige Flecke, welche durch die auf ihr abgelagerten, von der positiven Spitze kommenden Theilchen gebildet sind und den Nobili'schen Farbenringen verglichen werden können. Stellt man die Verbindung umgekehrt her, so hat die Platte nach dem Uebergange des Lichtbogens in Folge der Losreissung ihrer Theilchen regelmässige Vertiefungen. Die Platte darf nicht zu dünn sein, damit sie nicht durchlöchert wird. In Wasserstoff entstehen keine farbigen Flecke, weshalb sie nach de la Rive (l. c.) von einer oberflächlichen Oxydation des Platins (?) herrühren sollen. In verdünnter Luft werden die Flecke grösser.

**1186** Da in den beschriebenen Fällen die beiden Elektroden verschiedenen Antheil an der Bildung des Lichtbogens nehmen, so ändert sich auch seine Länge je nach der Gestalt und dem Stoff der einen oder anderen. Der Lichtbogen zwischen zwei Spitzen von heterogenem Stoff wird länger, wenn die leichter zertheilbare Spitze als positive Elektrode dient; ebenso wenn die positive Spitze sich vertical über der negativen befindet, als im umgekehrten Falle, da sie hierbei heisser wird. Aus demselben Grunde ist der Lichtbogen zwischen einer Spitze und einer Platte doppelt so lang, wenn die Platte als positive Elektrode dient, da sie der fortbewegten Materie mehr Ausgangspunkte darbietet [2]).

Wendet man eine positive Spitze von Silber, eine negative von Kohle an, so entsteht leicht ein langer Lichtbogen und das Silber schmilzt. Bei umgekehrter Verbindung zerfällt dagegen der Bogen sehr bald [3]).

Zwischen einer verticalen Spitze von Platin und einer Quecksilberfläche bildet sich ein sehr heller, von weissen Dämpfen umgebener Lichtbogen. Ist die Spitze positiv, so vertieft sich das Quecksilber unter derselben. Ist sie negativ, so hebt sich das Quecksilber zu ihr empor und geräth in sehr lebhafte Schwankungen (vergl. §. 1167).

**1187** Die Intensität des Stromes ist cet. par. grösser, wenn der Strom in der Luft von einer positiven Elektrode von Zink, Quecksilber und anderen oxydirbaren oder leicht schmelzbaren Metallen zu einer Platinspitze übergeht, als umgekehrt. Im Vacuo, in Wasserstoff und Stickstoff tritt dieser Unterschied nicht so hervor [4]).

Entfernt man die Spitzen so weit von einander, dass der Lichtbogen aufhört, so ist im Momente des Erlöschens die Intensität des Stromes

---

[1]) De la Rive, l. c. — [2]) Despretz, Compt. rend. **30**, p. 367*. De la Rive, l. c. — [3]) Fizeau und Foucault, Ann. de Chim. et de Phys. [3] **11**, p. 382, 1844*; Pogg. Ann. **63**, p. 474*. — [4]) Grove, Phil. Mag. **16**, p. 478, 1840*.

jedesmal dieselbe, welches auch die Länge des Bogens bei verschiedenem Stoffe der Spitzen sein mag [1]).

1188 Bemerkenswerth wäre es, wenn weitere Beobachtungen bestätigt hätten, dass, wie Grove [2]) gefunden, eine positive Elektrode von Zink, die man so gross genommen, dass sie für sich durch die Hitze des Lichtbogens nicht abschmelzen und fortbrennen kann, bei der Darstellung desselben in einem abgeschlossenen Raume voll Luft eine Sauerstoffmenge absorbirt und einen Gewichtsverlust an Zink erleidet, welcher dem in einem gleichzeitig in den Stromkreis eingefügten Voltameter zersetzten Wasser äquivalent wäre. Bei 40 Versuchen von Grove verhielt sich die vom Zink absorbirte und im Voltameter entwickelte Sauerstoffmenge im Mittel wie 1,17 : 1. Entsprechend soll sich im Wasserstoffgas kein continuirlicher Lichtbogen bilden, ausser bei Anwendung von Kohlenelektroden, wo dann Kohlenwasserstoff entsteht.

Herwig [3]) hat indess den Lichtbogen in einem Lampencylinder bei Verdünnung der Luft bis auf 1 bis 2 mm Druck zwischen verschiedenen Elektroden von Nickel, Eisen, Kupfer dargestellt unter gleichzeitiger Beobachtung der Wasserzersetzung im Schliessungskreise. Die Elektroden wurden nach Beendigung des Versuchs analysirt. Hierbei ergab sich z. B. bei Kupfer-Eisen-Elektroden:

| Wasserstoff im Voltameter | Elektroden | Gewichtsänderung | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| mgr | | mgr | | mgr | |
| 2,78 | + Eisen | — 7 | Eisen | + 3 | Kupfer |
| | — Kupfer | — 4 | Kupfer | + 1 | Eisen |
| 5,38 | + Kupfer | — 8 | Kupfer | + 4,5 | Eisen |
| | — Eisen | — 5,5 | Eisen | + 1 | Kupfer |

Es wird also wiederum Materie zwischen den Elektroden hin und her geführt, wobei oft z. B. an einer Eisenelektrode eine Kupferschicht von einer zweiten, erst fort- und dann zurückgeführten Eisenschicht bedeckt war.

Bei Anwendung einer grossen, dicken Kupferplatte gegenüber einer Silberkugel ergab sich unter Anderem:

| Die Silberkugel dient als | Verlust $v$ | Im Voltameter $H$ | $v/H$ |
|---|---|---|---|
| + Elektrode | 6 mgr | 2,60 | 2,31 |
| — | 7 „ | 4,79 | 1,47 |
| + | 113 „ | 15,12 | 7,47 |
| — | 26 „ | 6,33 | 4,09 |

Es findet also durchaus keine Aequivalenz zwischen dem Gewichtsverluste der Kugel und dem elektrolytisch entwickelten Wasserstoff statt.

---

[1]) De la Rive, l. c., §. 1175. — [2]) Grove, Phil. Mag. 16, p. 478, 1840*. — [3]) Herwig, Pogg. Ann. 149, p. 521, 1873*.

Nach längerem Gebrauch, also wenn die Kugeln aufgelockert sind, und bei höherer Temperatur ist ihr Verlust grösser; geringer dagegen, wenn die Kupferplatte uneben, als wenn sie glatt ist. Dabei verlieren die Kugeln stets mehr an Masse, wenn sie als positive Elektrode dienen.

1189 Völlig zu vernachlässigen ist indess der Einfluss des Stoffes der negativen Elektrode nicht, da auch sie zur Bildung des Lichtbogens beiträgt. Als van Breda[1]) im luftleeren Raume zwei mit den Polen der Säule verbundene Elektroden einander gegenüberstellte und den Lichtbogen durch den Schlag einer Leydener Flasche einleitete, ergaben sich folgende Gewichtsverluste der Elektroden in Milligrammen:

| + Elektrode | — Elektrode | Verlust der + Elektrode | Verlust der — Elektrode |
|---|---|---|---|
| Eisenkugel | Eisenkugel | 309 | 55 |
| Eisenkugel | Coaksspitze | 32 | 5 (mit Eisen bedeckt) |
| Coaksspitze | Eisenkugel | 25 | 30 |
| Kupferplatte | Kupferspitze | — 22 | „ |
| Kupferspitze | Kupferplatte | „ | — 30 |

Die negativen Vorzeichen bedeuten eine Vermehrung des Gewichtes der Elektrode. — Wurde eine Eisenplatte zwischen zwei Kupferkugeln isolirt hingestellt, so hatte die positive Kugel sich mit Eisen belegt und 63 mg gewonnen. Die ebenso mit Eisen belegte negative Kugel wog 360 mg mehr, als vor dem Versuche. Die Eisenplatte hatte 327 mg an Gewicht verloren und hatte sich ein wenig mit Kupfer belegt.

Auch wenn als positive Elektrode die harte Rinde eines aus Steinkohlenpulver gebrannten Kohlencylinders, als negative der innere weiche Kern desselben benutzt wurde, verlor die negative Elektrode mehr an Gewicht, als die positive[2]).

1190 Matteucci (l. c.) hat ähnliche Resultate erhalten. Bei Metallspitzen (Kupfer, Silber, Messing) verlor die negative Spitze nach Fortschaffung der auf ihr gebildeten Oxydschicht mehr an Gewicht, als die positive. Beim Eisen war der Gewichtsverlust beider Spitzen gleich.

Die Einwirkung des Stoffes der negativen Elektrode auf den Lichtbogen beobachtet man auch, wenn man einer positiven Platinplatte eine negative Spitze von Coaks oder von Platin gegenüberstellt. Im ersteren Falle erhält man einen von einzelnen leuchtenden Strahlen durchzogenen Lichtbogen, im letzteren nur einen gleichförmig leuchtenden Lichtkegel[3]).

Im Lichtbogen bewegt sich also die Materie nicht nur nach einer Richtung. Dass im Allgemeinen, namentlich im luftleeren

---

[1]) van Breda, Compt. rend. **23**, p. 462, 1846*; Pogg. Ann. **70**, p. 326*. — [2]) Maas, Institut. **17**, p. 46, 1849*. — [3]) De la Rive, l. c.

Raume, eine überwiegende Bewegung der Materie von der positiven Elektrode aus stattfindet, scheint dadurch bedingt zu sein, dass die letztere sich stärker erwärmt und dadurch leichter zertheilt wird oder auch verbrennt.

**1191** Zuweilen ertönt beim Lichtbogen ein zischendes Geräusch, wobei derselbe sehr unregelmässig brennt und auf den Kohlen hin und her springt. Bringt man in den Hauptschliessungskreis ein Galvanometer von geringem Widerstande und verbindet die Kohlen durch ein Galvanometer von grossem Widerstande (400 Ohm), so ist die die Potentialdifferenz der Kohlen messende Ablenkung des letzteren kleiner, wenn der Bogen zischt; sie ändert sich sprungweise, je nachdem er tönt oder nicht. Jede Tonveränderung zeigt sich sofort an der Aenderung der Ablenkung. In umgekehrter Weise ändert sich die Intensität des Hauptstromes. So betrug nach Niaudet[1]) diese Intensität $I$ in Weber'schen Einheiten und die Potentialdifferenz $P$ in Volts:

| | $I$ | | | $P$ | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Ruhe | 34 | 34 | 38,1 | 54,3 | 49 | 49 |
| Zischen | 36 | 43 | | 43 | 41,4 | |

Der Grund dieses Zischens liegt entschieden in der Unhomogenität der Kohlen. Werden dieselben vor dem Gebrauch mit Natronlauge oder mit Flusssäure ausgezogen, so ist das Licht viel constanter[2]).

**1192** In dem Lichtbogen beobachtet man nach Dewar[3]) besondere, indess sehr schwache Druckdifferenzen.

Zwei der Länge nach durchbohrte und in einem Porzellanrohre in einem mit Benzol gesättigten Leuchtgasstrome geglühte, und somit nicht poröse Kohlenstäbe sind mittelst Metall- oder Kautschukröhren mit Manometern verbunden, welche mit Aether gefüllt sind. Die Röhren liegen in Wasser oder sind durch Schirme vor der Strahlung geschützt. Durch Neigung der Manometerröhren kann ein Millimeter Steigung des Aethers einem Wasserdrucke von $^1/_{250}$ mm gleich gemacht werden.

Wird eine der Kohlen in der Mitte durch einen Lichtbogen zwischen ihr und einer Kohlenspitze erhitzt, so zeigen die mit ihr verbundenen Manometer keine Aenderung, so dass secundäre Wärmeentwickelungen darauf ohne Einfluss sind.

Wird ein Lichtbogen zwischen den Kohlenstäben erzeugt und ist er regelmässig, so zeigt der positive Pol eine Zunahme des Druckes von 1 bis 2 mm Wasserhöhe. Das Manometer am negativen Pol zeigt eher eine kleine Verminderung des Druckes. Fängt der Bogen an zu

[1]) A. Niaudet. Compt. rend. **92**, p. 711, 1881*; Beibl. **5**, p. 462*. — [2]) Vergleiche Jacquelin (Darstellung reiner Kohlen). Compt. rend. **94**, p. 873, 1882*; Beibl. **6**, p. 516*. — [3]) Dewar, Chem. News **45**, p. 37, 1882*; Beibl. **6**, p. 512*.

zischen, so nimmt der Druck am positiven Pol ab, und kann selbst negativ werden: und wenn einzelne Ausströmungen von ihm zum negativen Pol übergehen, so zeigt das mit letzterem verbundene Manometer einen Druck an. Wird durch einen Commutator die Stromesrichtung schnell umgekehrt, so dass dabei der Bogen nicht unterbrochen wird, so kehren sich auch die Erscheinungen an den Elektroden um. Auch wenn der Bogen innerhalb eines massiven Magnesiastückes hergestellt wird (wobei die negative Elektrode zugespitzt sein muss, weil jetzt der Bogen unregelmässig ist) und so die Temperaturen der Elektroden mehr gleich gemacht sind, bleiben dieselben ungeändert. Je kürzer die Lichtbogen sind, desto grösser ist der Druck. Das die Manometer erfüllende Gas, Luft, Kohlensäure, Stickstoff hat keinen Einfluss, ebenso ob der Bogen horizontal oder vertical verläuft. Wird vor der positiven Kohle ein kleiner Kohlenspatel aufgestellt oder der Bogen durch einen Magnet abgelenkt, so wird er unstät, und der Druck an der positiven Elektrode sinkt. Geht der Bogen bei der Oeffnung einer auf seiner Längsrichtung senkrechten, mit einem Manometer verbundenen Kohlenröhre vorbei, so zeigt sich darin ein kleiner Druck, ebenso wenn die negative Kohle spitz ist, das mit letzterer verbundene Manometer. Das Innere der Gashülle des Lichtbogens scheint also einen etwa 1 mm höheren (Wasser-) Druck zu haben, als die Umgebung.

**1193** Wie die ungleiche Erwärmung der Elektroden im Lichtbogen, so sind auch die Lichterscheinungen an den Elektroden in demselben den entsprechenden bei dem Funken analog. Stellt man das Kohlenlicht zwischen Kohlenspitzen (z. B. in einer Duboscq'schen Lampe) her, so erscheint stets zuerst ein weisses Licht an der negativen Elektrode. Bald nachher beginnt die positive Kohle zu erglühen, zu verbrennen und sich kraterförmig auszuhöhlen [1]). Ebenso erscheint der Lichtbogen zwischen zwei Kupferdrähten als eine bläuliche, die positive Elektrode umfassende Flamme, welche von einem auf dem negativen Drahte ruhenden hellen Punkte ausgeht [2]).

**1194** Die Helligkeit des Lichtbogens ist sehr bedeutend, namentlich bei Anwendung von starken Säulen und von Kohlenspitzen als Elektroden. Bunsen fand dieselbe bei einer Batterie von 48 seiner Elemente und einem Strom, welcher in einer Secunde 0,49 mg Wasser zersetzte, mit seinem Photometer gleich der von 576 Stearinkerzen. Bei Tränken der Kohlen mit Glaubersalzlösung wurde die Lichtentwickelung mehr als verdoppelt [3]). Dabei war das Licht an der positiven Elektrode mehr purpurfarben und bedeutend heller als an der negativen Elektrode.

---

[1]) Moigno, Compt. rend. **30**, p. 359, 1850*; Pogg. Ann. **81**, p. 318*. — [2]) Van der Willigen, Pogg. Ann. **93**, p. 292, 1854*. — [3]) Bunsen, Ann. de Chim. et de Phys. [3] **8**, p. 32, 1843*; Pogg. Ann. **60**, p. 402*.

1195 Fizeau und Foucault[1]) verglichen die chemische Wirkung der Strahlen des Lichtbogens mit der der Sonnenstrahlen. Sie bestimmten die Zeit, welche erforderlich war, um einer jodirten Daguerreotypplatte in einer auf den Lichtbogen oder auf die Sonne gerichteten Camera obscura gleiche Veränderungen zu ertheilen. Die Gläser der Camera erhielten verschiedene Blendungen. So ergab sich die chemische Intensität bei

| | |
|---|---|
| Sonnenlicht | 1000 |
| Lichtbogen von 46 Bunsen'schen Elementen | 235 |
| Lichtbogen von 80 Bunsen'schen Elementen | 238 |
| Bogen von 46 Bunsen'schen Elementen von 3 facher Oberfläche | 385 |
| Drummond'schem Licht | 6,85 |

Das purpurblaue Licht der negativen Elektrode hat etwa nur ein Drittel der Intensität des Lichtes an der positiven Elektrode.

Leider sind die Intensitäten der benutzten Ströme nicht direct gemessen. Ausserdem ist zu beachten, dass das Licht des Lichtbogens im Verhältniss sehr viel mehr wirksame chemische Strahlen enthält, als das Sonnenlicht.

1196 Casselmann[2]) hat vermittelst des Bunsen'schen Photometers die Helligkeit des Lichtbogens mit der einer Stearinkerze als Einheit verglichen. Er fand:

---

[1]) Fizeau und Foucault, Ann. de. Chim. et de Phys. [3] **11**, p. 370*; Pogg. Ann. **63**, p. 463*. — [2]) Casselmann, Pogg. Ann. **63**, p. 576, 1844*.

| Natur der Spitzen | Abstand der Spitzen in Millimetern | Intensität | |
|---|---|---|---|
| | | des Stromes | des Lichtes |
| Reine Kohle | sehr klein | 90,5 | 92,3 |
| | 4,5 | 65,3 | 139,4 |
| Kohle, getränkt mit salp. Strontian | 0,50 | 113,9 | 353,0 |
| | 6,75 | 83,9 | 274,0 |
| Kohle mit Aetzkali | 2,5 | 95,9 | 150,0 |
| | 8,0 | 78,0 | 75,1 |
| Kohle mit Zinkchlorid | 1,0 | 76,6 | 623,8 |
| | 5,0 | 64,1 | 159,0 |
| Kohle mit Borax und Schwefelsäure | 1,5 | 67,6 | 1171,3 |
| | 5,0 | 60,9 | 165,4 |
| Kohle mit salpetersaurem Kupferoxyd | 1,0 | 71,3 | 376,8 |
| | 6,0 | 70,0 | 163,5 |
| Kohle mit Borsäure | 7,5 | 39,6 | 197,8 |
| | | 54,8 | 298,1 |
| Kohle mit Borax | 7,5 | 46,0 | 205,4 |
| | | 47,6 | 241,3 |
| Kohle mit schwefelsaurem Natron | 6,5 | 36,7 | 236,6 |
| | | 44,3 | 400,0 |
| | 7,5 | 36,7 | 177,7 |
| | | 46,0 | 234,5 |
| | | 56,8 | 460,8 |
| | 8,5 | 36,7 | 221,4 |
| | | 51,6 | 332,5 |

Die Helligkeit des Lichtbogens nimmt also mit der Abnahme der Intensität des Stromes ab.

Besonders helles Licht geben Kohlen, denen Metallpulver beigemengt sind, so Kohlen, die gebrannt sind aus 47 Thln. magerer, 47 Thln. fetter Steinkohle und 6 Thln. Eisen oder Antimon. Das Licht ist beim Hindurchleiten von Strömen einer vielpaarigen Säule 1,19 und 1,69, beim Hindurchleiten alternirender Inductionsströme 1,36 und 2,34 mal heller als zwischen gewöhnlichen Coakskohlen [1]).

Auch in Schwefelkohlenstoffdampf von 5 bis 6 cm Druck ist der Lichtbogen glänzend hell und lang; mit wachsendem Druck nimmt die Helligkeit zu, aber die Maximallänge ab [2]).

[1]) Carré, Compt. rend. 66, p. 1112, 1868*. — [2]) Jamin u. Maneuvrier, Compt. rend. 95, p. 6, 1882*; Beibl. 6, p. 813*.

Noch helleres Licht erhält man, wenn man einen Kalkcylinder neben den Lichtbogen stellt und die Kohlenspitzen mit demselben in Berührung bringt. Der Lichtbogen gräbt sich dann einen Hohlraum und erscheint darin wie eine dunkle Wolke auf dem weissglühenden Kalkhintergrunde. Das Spectrum des Lichtes zeigt die hellen Calciumstreifen. Berühren die Kohlenspitzen den Kalkcylinder nicht, so gräbt sich der Lichtbogen keine Vertiefung. Ein Strontiancylinder sendet mehr röthliches Licht aus [1]).

**1197** Will man die gesammte von einem Lichtbogen ausgestrahlte Lichtmenge erhalten, so muss man die von ihm in verschiedenen Winkeln ausgehenden Strahlen auf ein Photometer fallen lassen und ihre Helligkeit mit der einer constanten Lichtquelle vergleichen. Durch Summation resp. Integration der in eine Formel zusammengefassten einzelnen Lichtstärken erhält man die Gesammtstrahlung [2]).

Diese Untersuchungen haben überwiegend technisches Interesse.

**1198** Bringt man vor dem Lichtbogen eine Linse an, welche seine Strahlen parallel macht, vor dieser einen Spalt und davor ein Prisma, so kann man das Licht des Bogens in seine Spectralfarben zerlegen und, wenn man eine Linse von 1 bis 2 m Brennweite vor dem Prisma aufstellt, auch das Spectrum auf einen um die Brennweite der Linse von ihr entfernten Schirm projiciren.

Bedient man sich zunächst zweier Spitzen von Kohle und schiebt den Spalt so, dass nur Licht von den weissglühenden Kohlenspitzen selbst auf das Prisma fällt, so zeigt das Spectrum keine besondere Eigenthümlichkeit [3]). Stellt man aber den Spalt so, dass das Prisma das von dem Bogen zwischen den Kohlenspitzen kommende Licht empfängt, so erscheint im Spectrum an Stelle der dunkeln Fraunhofer'schen Linien eine Menge heller Streifen, welche dieselbe Farbe haben, wie der Theil des Spectrums, in welchem sie auftreten. Bei sehr grosser Helligkeit des Spectrums sind sie weiss. Besonders ausgezeichnet ist eine helle Doppellinie, welche der Linie $D$ im Spectrum des Sonnenlichtes entspricht und die also einen Natriumgehalt der Kohlen anzeigt. Die Lage der Lichtlinien ändert sich mit der Intensität des den Lichtbogen erzeugenden Stromes nicht [3]).

Sehr bemerkenswerth ist die weite Ausdehnung des Spectrums über das Blau und Violett hinaus, während die Grenze desselben am Roth die gleiche ist wie die des Sonnenspectrums.

Die grosse Menge der ultravioletten Strahlen im Kohlenlicht veran-

---

[1]) Le Roux, Compt. rend. 66, p. 837, 1150, 1868*; Mondes 17, p. 229, 1868*. — [2]) Vergl. namentlich Rousseau, Bestimmung der betreffenden Formel, Procés-Verbal de la Conférence internationale pour la détermination des Unités électriques, 1882, p. 136*. Masson, Ann. de Chim. et. de Phys. 31, p. 324, 1851*. — [3]) Despretz, Compt. rend. 33, p. 1851*.

lasst, dass fluorescirende Körper darin besonders stark leuchten. Lässt man z. B. von dem Kohlenlicht einen mit einer Lösung von schwefelsaurem Chinin und Weinsteinsäure in Wasser beschriebenen und nachher getrockneten Bogen Papier bescheinen, so erglänzt die beim Tageslichte kaum sichtbare Schrift in hell violettem Glanze.

Wegen der grossen Menge jener Strahlen sendet der Lichtbogen auch eine bedeutende Menge chemischer Strahlen aus, vermittelt die Verbindung von Chlor und Wasserstoff, eignet sich gut zur Beleuchtung von Gegenständen, die photographirt werden sollen u. s. f.

**1199** Bedient man sich an Stelle der Kohle Spitzen aus anderen Metallen, so treten im Spectrum der zwischen ihnen gebildeten Lichtbogen beim Kupfer die grünen Theile, beim Zink die blauen Theile desselben, beim Silber ein grüner Streif mit besonderer Helligkeit hervor. Man kann zu diesen letzten Versuchen den Lichtbogen zwischen einem dickeren, oben zu einem Schälchen ausgehöhlten Kohlenstabe und einer senkrecht darüber befindlichen Kohlenspitze (in der Duboscq'schen Lampe) herstellen. Man stellt am besten die untere Kohle fest, wirft in ihr Schälchen das betreffende Metall in kleinen Körnchen, berührt es mit der gesenkten oberen Kohlenspitze und entfernt dieselbe ein wenig. Der Lichtbogen zeigt dann zugleich die Erscheinungen des Kohlenlichtes und die der Flamme des verbrennenden Metalls. — Fast immer sieht man dabei ausser den hellen Linien des Metalles die helle Doppellinie des Natriums.

Stellt man den Lichtbogen zwischen Kohlenspitzen in reinem Wasser, Alkohol oder Terpentinöl her, so erhält man nach Masson (l. c.) in seinem Spectrum keine Streifen; zugleich vertheilt sich aber auch keine von den Kohlenspitzen abgerissene Materie in der Flüssigkeit, dieselben bewahren ihre Gestalt und der Bogen ist sehr constant.

Bei Anwendung von Messing- oder Kupferspitzen in den Flüssigkeiten erscheinen sogleich die Linien im Spectrum, die Spitzen vermindern ihr Volumen und die Flüssigkeit erfüllt sich mit schwarzen Flocken von Oxyd. Demnach entstehen nur bei wirklicher Verflüchtigung oder Verbrennung der glühenden Materie die hellen Streifen [1]).

---

[1]) In neuerer Zeit ist eine grosse Reihe von Untersuchungen über die Helligkeit des Lichtbogens in verschiedenen Lampen, auch unter Bestimmung derselben unter verschiedenen Azimuthen, unter Anwendung von dynamoelektrischen Maschinen mit gleich oder abwechselnd gerichteten Strömen angestellt worden, wobei gleichzeitig die zum Treiben der Maschinen verwendete Arbeit, die in den Maschinen und im Schliessungskreise neben dem Lichtbogen verbrauchte Energie (durch Messung der Stromintensität und des Widerstandes), sowie die im Lichtbogen verbrauchte Energie (durch Messung der Potentialdifferenz an seinen Elektroden) bestimmt wurde. Da diese Bestimmungen je nach den angewandten Kohlen und Lampen u. s. f. sehr verschiedene Resultate geben, haben sie ein fast ausschliesslich technisches Interesse. Die physikalischen Gesetze des Lichtbogens lassen sich nicht ohne Weiteres aus ihnen ableiten. Wir können deshalb auf diese Versuche nicht näher eingehen. Vergl. u. A. Abney (Proc.

Man kann sich davon überzeugen, dass durch den Lichtbogen wirklich der Uebergang des galvanischen Stromes vermittelt wird, wenn man zwei mit dem Galvanometer verbundene, bis auf ihre Spitzen in Glasröhren eingeschmolzene Platindrähte bis in den inneren Kern des Lichtbogens senkt. Dann wird die Nadel des Galvanometers durch den vom Bogen abgezweigten Strom abgelenkt [1]). **1200**

Dass sich auch sonst die fein vertheilte Materie des Lichtbogens wie ein anderer Leiter verhält, zeigt die Verminderung der Intensität des Stromes bei Entfernung der Elektroden von einander, zwischen denen er übergeht. So schaltete Matteucci (l. c.) in den Kreis einer Säule von 60 Grove'schen Elementen ein Voltameter zugleich mit dem Apparate zur Erzeugung des Lichtbogens ein. In einer Minute wurde im Voltameter folgende Menge Knallgas entwickelt:

---

Roy. Soc. 27, p. 157, 1878*; Beibl. 2, p. 497*), nach dessen Versuchen die Helligkeit der rothen Strahlen des Lichtbogens am langsamsten, die der blauen schneller, die der actinischen am schnellsten und zwar immer schneller als die Umdrehungszahl der verwendeten dynamoelektrischen Maschine und die verwendete Arbeit zunimmt. So war:

| Umdrehungen | Pferdekräfte | Blaues Licht Kerzen | Rothes Licht Kerzen | Actin. Wirk. Kerzen |
|---|---|---|---|---|
| 240 | 1,6 | 360 | 180 | — |
| 350 | 2,5 | 750 | — | 890 |
| 460 | 5,6 | 2500 | 860 | 2750 |
| 540 | — | 6500 | 1620 | — |
| 565 | 9,0 | — | 2100 | 11020 |
| 580 | — | — | — | — |

Der Widerstand des Lichtbogens betrug etwa 0,18 Ohm bei 375 bis 383 Umdrehungen, die elektromotorische Kraft der Maschine, welche nahe proportional der Umdrehungszahl war, dabei 111 Volts. Fernere Versuche auch von Schwendler (Bericht, Waterlow & Sons, London 1878*; Beibl. 3, p. 823*), von Allard, Le Blanc, Joubert, Potier, Tresca über die Helligkeit des Lichtes verschiedener elektrischer Lampen (auch Edison'scher Glühlampen) unter Anwendung verschiedener Maschinen bei Gelegenheit der elektrischen Ausstellung zu Paris 1881. Compt. rend. 95, p. 747, 874, 946*; Beibl. 7, p. 136 u. A. — Vergleiche auch die Versuche von Tyndall (Wärme, deutsch, 2. Aufl., p. 525*) über die Vertheilung der Wärme im Spectrum des Lichtbogens, wonach das Maximum der Erwärmung jenseits des Roths liegt, und die nichtleuchtenden Strahlen eine etwa 8 mal so grosse calorische Intensität haben, als die leuchtenden.

[1]) Matteucci, Compt. rend. 30, p. 201, 1850*; Ann. de Chim. et de Phys. [3] 32, p. 350, 1851*.

| Natur der Spitzen | Länge des Bogens mm | Knallgas ccm |
|---|---|---|
| Kohle | 2 | 57 |
| Kohle | 3 | 44 |
| Kohle | 4 | 38 |
| Silber | 3 | 60 |
| Silber | 6 | 46 |
| Kupfer | 3 | 23 |
| Messing | 3 | 26 |
| Eisen | 3 | 27 |
| Coaks | 3 | 29 |
| Zink | 3 | 35 |
| Zinn | 3 | 45 |
| Bei directer Berührung der Elektroden | — | 46 |

Eine genauere Berechnung des Widerstandes des Lichtbogens lässt sich aus diesen Zahlen nicht ableiten, nur sieht man wiederum den Einfluss der leichten Zertheilbarkeit der Elektroden auf die Länge desselben bei gleicher Intensität der Ströme. — In der Luft ist der Lichtbogen heisser, da dann die ihn bildenden Substanzen verbrennen. Er leitet darin besser, als in Wasserstoff und im luftleeren Raume.

1201 Im Lichtbogen wird durch den galvanischen Strom eine Arbeit geleistet, einmal die Erwärmung seiner einzelnen Theilchen zum Weissglühen und dann die mechanische Zerstäubung derselben.

Ueber die Vertheilung der gesammten Arbeit im Schliessungsbogen hat zuerst Edlund[1]) maassgebende Versuche angestellt.

In die Kohlenhalter einer Foucault'schen Lampe wurden verschiedene Polspitzen gesteckt und in verschiedenen durch die Hand zu regulirenden Entfernungen eingestellt. Durch die Spitzen wurde der Strom einer Bunsen'schen Säule bis zu 76 Elementen geleitet und die Länge des Lichtbogens an seinem auf einer Scala projicirten, 28 mal vergrösserten Bilde gemessen. In den Stromkreis war ein Rheostat eingeschaltet, bestehend aus einem mit Kupfervitriollösung gefüllten, parallelepipedischen Kasten von 148 mm im Quadrat Querschnitt, in welchem zwei Kupferbleche von der Breite des Kastens in verschiedene messbare Entfernungen von einander gebracht werden konnten (eine Reduction auf absolute Maasse lässt sich nicht vornehmen). Zuerst wurden die Polspitzen direct an einander geschoben und sodann nach der Methode Bd. I, §. 426 unter Ein-

[1]) Edlund, Pogg. Ann. 131, p. 586, 1867*.

schaltung zweier Rheostatenlängen der unveränderliche Widerstand $R$ der Leitung bestimmt. Sodann wurde der Lichtbogen in verschiedener Länge $l = 1$ bis $6 \times 0,4$ mm erzeugt und die Stromintensität $I$ abgelesen, darauf wurden die Kohlenspitzen an einander geschoben und durch Einschaltung einer Rheostatenlänge $r$, deren Widerstand dem des Lichtbogens gleich war, der Strom auf dieselbe Intensität gebracht. Der Werth $RI$ entsprach zugleich der elektromotorischen Kraft $E$ der angewandten Säule. So ergab sich u. A.:

I. Kohlenelektroden.

| 1) Säule von 76 Elementen | | | 2) 79 Elem. | 24 Elem. |
|---|---|---|---|---|
| $I = 1,238$ | $I = 1,0176$ | $I = 0,6661$ | $I = 1,114$ | $I = 0,943$ |
| $R = 12,88$ | $R = 25,2$ | $R = 34,8$ | — | — |
| $r$ | $r$ | $r$ | $r$ | $r$ |
| 7,6 | — | — | — | — |
| 7,3 | 10,4 | — | 7,8 | — |
| 7,1 | 9,8 | 16,66 | 7,2 | 9,8 |
| 6,9 | 9,2 | 14,76 | 6,6 | 8,4 |
| $r = 6,7 + 0,2\,l$ | $r = 8,6 + 0,6\,l$ | $r = 12,86 + 1,9\,l$ | $r = 6 + 0,6\,l$ | $r = 7,2 + 1,2\,l$ |
| $aI = 8,3$ | $aI = 8,7$ | $aI = 8,6$ | $aI = 6,68$ | $aI = 6,79$ |

II. Kupferelektroden.

| 3) 76 Elem. $E = 20,8$ | 56 Elem. $E = 14,5$ |
|---|---|
| $I = 1,327$ | $I = 0,983$ |
| $R = 11,15$ | $R = 8,48$ |
| $r$ | $r$ |
| 4,2 | 6,2 |
| 4,0 | 5,9 |
| — | — |
| 3,8 | 5,6 |
| 3,6 | — |
| $r = 3,4 + 0,14\,l$ | $r = 5,3 + 0,15\,l$ |
| $aI = 4,5$ | $aI = 5,2$ |

Als Einheit der elektromotorischen Kraft $E$ ist hier eine solche gewählt, die für den der Rheostatenlänge Eins gleichen Widerstand einen Strom von der Intensität $I = 1$ giebt.

Der Widerstand $r$ des Lichtbogens lässt sich also durch eine Formel $r = a + bl$ ausdrücken, wo $a$ und $b$ Constante sind. Derselbe setzt sich aus einem von seiner Länge unabhängigen, der Intensität des Stromes annähernd umgekehrt proportionalen Theile $a$ und einem zweiten viel kleineren Theil $bl$ zusammen, welcher der Länge des Lichtbogens proportional ist und mit wachsender Stromitensität viel schneller abnimmt als ersterer. Von der elektromotorischen Kraft der angewandten Säule ist nach den Versuchsreihen 2) und 3) der Widerstand des Lichtbogens unter sonst gleichen Verhältnissen unabhängig. Bei Anwendung der leichter zerstäubenden und leichter schmelzenden Kupferelektroden ist der Widerstand $a$ viel geringer, als bei Kohlenelektroden. Bei schwächerer Stromintensität nimmt der Werth $aI$ allmählich ab.

**1202** Die umgekehrte Proportionalität des von der Länge des Lichtbogens unabhängigen Gliedes der seinen Widerstand angebenden Formel erinnert an die früheren Versuche über den Widerstand der Elektrolyte, welcher ebenfalls aus einem ihrer Länge proportionalen Antheile, dem eigentlichen Widerstande und einem innerhalb gewisser Grenzen der Intensität umgekehrt proportionalen Uebergangswiderstande an den Elektroden zusammengesetzt gefunden wurde; letzterer wurde dann später durch die innerhalb derselben Grenzen von der Stromintensität unabhängige elektromotorische Kraft der Polarisation ersetzt.

In ganz analoger Weise könnte man den von der Länge unabhängigen Theil des Widerstandes des Lichtbogens entweder als einen an den Elektroden sich entwickelnden Uebergangswiderstand auffassen, welcher etwa der Zerstäubung der Elektroden zuzuschreiben wäre; oder auch als eine elektromotorische Gegenkraft.

**1203** Bietet der Lichtbogen nur einen nach §. 1201 durch die Formel $r = a + bl$ auszudrückenden Widerstand im eigentlichen Sinne des Wortes, ist $E$ die elektromotorische Kraft der Kette, $R$ der Widerstand derselben mit den übrigen Theilen der Schliessung ausser dem Lichtbogen, so ist in diesem Falle die Stromintensität:

$$I = \frac{E}{R + a + bl}.$$

Ist aber die von der Länge des Lichtbogens abhängige Verminderung der Stromintensität einer Polarisation $E_1$ zuzuschreiben, so ist:

$$I = \frac{E - E_1}{R + bl}.$$

Beide Formeln werden identisch, wenn $E_1 = aI$ ist. Da nun nach den Versuchen von Edlund annähernd $aI = Const$ ist, so ist $E_1 = Const$, also von der Stromintensität unabhängig, wie dies auch innerhalb enger Grenzen aus directen Messungen der Potentialdifferenz an den Elektroden des Lichtbogens hervorgeht (s. w. u.).

1204 Ueber das Wesen der supponirten elektromotorischen Gegenkraft des Lichtbogens ist noch keine bestimmte Aussage zu machen. Da die Elektroden je nach ihrer Cohäsion beide zerstäubt werden, wenn auch die positive in den meisten Fällen überwiegend, was indess secundär ihrer höheren Temperatur zuzuschreiben sein dürfte, so ist daraus nicht mit voller Sicherheit eine bestimmte Richtung für diese Gegenkraft abzuleiten. Man hat sie auch wohl wegen der Temperaturdifferenz der Elektroden als eine thermoelektromotorische Kraft aufgefasst; indess wäre doch noch durch directe Versuche festzustellen, ob eine derartige Kraft bis zu so hohen Werthen ansteigen könnte, wie man beobachtet hat.

Auch spricht der im §. 1206 erwähnte Versuch gegen diese Erklärung, da beim Erhitzen der negativen Elektrode, wo also mit der Verringerung der Temperaturdifferenz der Elektroden die thermoelektrische Erregung kleiner werden sollte, im Gegentheil die Potentialdifferenz an den Elektroden grösser erschien.

Indess könnte überhaupt zum Uebergange der Entladung zwischen den Elektroden, wie bei der Bildung des Funkens, eine bestimmte einseitig gerichtete Potentialdifferenz an denselben erforderlich sein. Wenn auch der Lichtbogen im rotirenden Spiegel continuirlich erscheint, so ist dies kein Gegenbeweis, da nur die bei jeder Einzelentladung verschwundene Potentialdifferenz durch die den Strom liefernde Maschine so schnell wieder erneuert zu werden braucht, dass die einzelnen Entladungen in zu kurzer Zeit auf einander folgen, um im Spiegel getrennt zu erscheinen. Jedenfalls ist die Art der Entladung eine andere, wie wenn der Lichtbogen nur als Leiter wirkte; sie besteht vielmehr in einer Convection der Masse der Elektroden.

Demnach bleibt es noch zweifelhaft, welche der beiden Annahmen die richtige ist oder ob gleichzeitig ein Uebergangswiderstand und eine elektromotorische Gegenkraft an den Elektroden wirkt.

1205 In allen Fällen entsteht an den Enden des Lichtbogens, sowohl wegen seines gegen die übrige Schliessung sehr hohen Gesammtwiderstandes als auch event. wegen der elektromotorischen Gegenkraft, eine sehr bedeutende Potentialdifferenz.

1206 Man kann diese Potentialdifferenz nachweisen, wenn man die Elektroden des Lichtbogens plötzlich von der Verbindung mit der Säule loslöst und mit einem Galvanometer verbindet. Die Spannung an denselben gleicht sich dann nicht allein in dem vielleicht noch einen Augenblick fortbestehenden Lichtbogen, sondern überwiegend rückwärts durch das Galvanometer aus.

In dieser Art hat Edlund [1]) messende Versuche angestellt. Zuerst

[1]) Edlund, Pogg. Ann. **134**, p. 280, 1868*.

war die eine (positive) Elektrode des Lichtbogens mit dem einen Pol einer Säule und zugleich mit dem einen Ende des Multiplicators eines Spiegelgalvanometers verbunden. Durch eine Wippe, welche in Quecksilbernäpfe eintauchte, deren Oberflächen der sicheren Unterbrechung wegen mit Oel bedeckt waren, konnte die andere (negative) Elektrode des Lichtbogens abwechselnd mit dem anderen Pol der Säule und mit dem anderen Ende des Multiplicators verbunden werden. Der Wechsel der Verbindung geschah stets in gleicher Weise durch ein fallendes Gewicht in weniger als $^1/_{80}$ Secunde; indess war durch Versuche bewiesen, dass hierbei der Strom der Säule niemals direct den Multiplicator durchfloss. Bei Anwendung von 26 Bunsen'schen Elementen und dem §. 1201 beschriebenen Rheostaten betrug z. B. der Ausschlag am Galvanometer 40 Scalentheile. Wurde in den Schliessungskreis des letzteren ein Neusilberdraht von dem Widerstande $\varrho$ (18,8 Fuss) eingefügt, so ergab sich bei gleichem Verfahren der Ausschlag 34 Scalentheile. Ist also der Widerstand des Lichtbogens und des Multiplicators zusammen $r$, die Spannung an den Elektroden des Bogens $E_1$, so ist:

$$\frac{E_1}{r} : \frac{E_1}{r+\varrho} = 34:40;\ r = 5{,}67\,\varrho.$$

Bei einem anderen Versuche wurde mittelst einer Säule von nahezu derselben elektromotorischen Kraft $E$ (30 Elementen) der Lichtbogen hergestellt und dann durch eine Wippe ebenso schnell wie vorher in die Leitung zum Multiplicator eingefügt. Dabei erlosch der Lichtbogen und das Galvanometer gab einen Ausschlag von 64 Scalentheilen, der einem Strome von der Intensität $(E - E_1)/(R + r)$ entsprach, wo $R$ der Widerstand der Säule gleich 1,7 $\varrho$ gefunden wurde.

So ist:

$$\frac{E_1}{r} : \frac{E - E_1}{R + r} = \frac{E_1}{5{,}67\,\varrho} : \frac{E - E_1}{(1{,}4 + 5{,}67)\,\varrho} = 40:64,$$

also $E_1 = 0{,}32\,E$ oder die Spannungsdifferenz an den Elektroden des Lichtbogens gleich der elektromotorischen Kraft von etwa 9,7 Bunsen'schen Elementen. Bei anderen Versuchen mit mehr Elementen stieg dieselbe bis zu der Kraft von 15 Elementen. Bei Erhitzung der einen oder anderen Elektrode des Lichtbogens durch einen mit einem Blasebalg angeblasenen Gasbrenner ergab sich bei den zuerst erwähnten Versuchen der Ausschlag am Galvanometer grösser, wenn die negative, also kältere Elektrode erhitzt wurde, da hierdurch die Zerstäubung dieser Elektrode erleichtert, mithin der Widerstand des Lichtbogens und der Abfall der Spannung in demselben vermindert wurde. Da die positive Elektrode ohnehin schon eine sehr hohe Temperatur hat, welche von der des Gasbrenners nicht so sehr verschieden ist, als die der negativen, so kann die Erhitzung derselben nur von geringerem Einfluss sein.

Die von Edlund beobachtete Potentialdifferenz an den Elektroden des Lichtbogens (im Mittel 12 Bunsen) entspricht einem Energieverbrauch, der einer Wärmemenge gleich 528 Calorien äquivalent ist[1]).

Joubert[2]) hat die Potentialdifferenz $V_1^1 - V_2^1$ an den Elektroden $A$ und $B$ des Lichtbogens auf einem anderen Wege bestimmt, indem er die eine $A$ mit den einen Quadranten, die andere $B$ mit den anderen Quadranten und zugleich mit der Nadel eines Quadrantelektrometers verband. Die Ablenkungen sind dann cet. par. $(V_1^1 - V_2^1)^2$ proportional. Ist der Widerstand des Bogens $R^1$, die elektromotorische Kraft an seinen Enden $E$, die Stromintensität $I$, so ist $E + IR^1 = V_1^1 - V_2^1$. Bestimmt man an zwei anderen, um den Widerstand $R$ von einander entfernten Stellen der Leitung, zwischen denen keine besondere elektromotorische Kraft wirkt, die Potentialdifferenz $V_1 - V_2$, so ist daselbst $IR = V_1 - V_2$. Daraus folgt die im Lichtbogen verbrauchte Energie: **1207**

$$I(E + IR^1) = (V_1^1 - V_2^1)(V_1 - V_2) \cdot \frac{1}{R}.$$

Hiernach ergab sich bei Anwendung einer Siemens'schen Lichtmaschine mit alternirenden Strömen, deren Stromintensitäten nach dem Gesetze einer Sinuscurve variirten, wie man bei Verbindung zweier Stellen der Leitung mit dem Quadrantelektrometer je während $^1/_{20000}$ Secunde mittelst eines Interruptors in der oben angeführten Weise erkennen konnte, dass die Potentialdifferenz zwischen den Kohlenspitzen Null ist, sobald die Stromintensität Null ist. Sie erreicht eine Höhe von 40 bis 45 Volts, sowie der Strom hindurchgeht und sinkt beim Erlöschen des Bogens sofort. Die Potentialdifferenz bleibt bei sehr veränderter mittlerer Intensität des Stromes nahe constant; sie sinkt bei sehr starken Strömen höchstens um 4 bis 5 Volts. Dann ist die Arbeit im Bogen der durch ihn hindurchgegangenen Elektricitätsmenge proportional. Der Widerstand des Bogens nimmt mit wachsender Temperatur ab.

Statt des Elektrometers kann man auch ein Galvanometer von sehr grossem Widerstande, gegen welchen der des Lichtbogens und der übrigen Leitung verschwindet, mit den Elektroden desselben verbinden. Ist der Widerstand des Lichtbogens $r$, seine Länge $l$, die Gesammtintensität gleich $I$, die durch die Ablenkung am Galvanometer gemessene Gegenkraft $E$, so ergiebt sich aus Versuchen von O. Frölich[3]) ($I$ zwischen 4 und 120 Ampères, $l$ zwischen 1 und 16 mm): **1208**

$$E = I.r = a + bl = (39 + 1{,}8l) \text{ Volts}.$$

Also auch nach diesen Versuchen theilt sich die Potentialdifferenz an den

---

[1]) Slouguinoff, J. d. russ. phys.-chem. Ges. **13** [2], p. 181, 1881*; Beibl. **6**, p. 131*. — [2]) J. Joubert, Compt. rend. **91**, p. 161, 1880*; Beibl. **4**, p. 683*. — [3]) O. Frölich, Elektrotechn. Zeitschr. **4**, p. 150, 1883*; Beibl. **7**, p. 560*.

Elektroden in einen constanten, etwa einer Gegenkraft entsprechenden und einen der Länge des Lichtbogens proportionalen Werth [1]).

1209 Fasst man die Wirkung des Lichtbogens einfach als durch einen Widerstand $w$, wie den eines metallischen Leiters bedingt auf, so lässt sich, wenn alternirende Ströme zwischen zwei 16 mm im Quadrat haltenden Kohlenspitzen von Carré (Widerstand pro Meter Länge und Quadratmillimeter Querschnitt etwa 70 Ohm mit Abweichungen von 25 bis 30 Proc.) übergehen, durch die Formel $w = 0{,}40\,(1 - I/80)\,(1 + e/1{,}4)$ Ohm darstellen, wo die Intensität $I$ in Ampères gemessen und $e$ der Abstand der Kohlenspitzen von einander in Millimetern ist [2]).

1210 Will man einen erloschenen Lichtbogen wieder entflammen, so muss man die elektromotorische Gegenkraft von 10 bis 15 Bunsen'schen Elementen in demselben überwinden und dann für die Erhaltung des Lichtbogens etwa 25 Elemente verwenden. Bei Anwendung von dynamoelektrischen Maschinen mit alternirenden Strömen addirt sich im Gegentheil bei sehr schneller Aufeinanderfolge derselben anfangs die Gegenkraft zum folgenden Strome und tritt erst allmählich wieder auf, um wiederum durch den folgenden Strom nutzbar gemacht zu werden. Deshalb kann man durch alternirende Ströme mehrere Lichtbogen in demselben Schliessungskreise entflammen, wenn dies durch eine Säule oder eine (Sinsteden-Planté-Faure'sche) Ladungssäule mit constanter Stromesrichtung cet. par. nicht möglich ist.

1211 Wird in den Schliessungskreis einer Gramme'schen Maschine mit gleichen alternirenden Strömen ein Lichtbogen zwischen einer 4 mm und einer 2 mm dicken Kohlenspitze und ein Galvanometer eingeschaltet, so zeigt letzteres einen permanenten Ausschlag, welcher ein Ueberwiegen des Stromes von der dicken kälteren zur dünnen heisseren Kohle angiebt. Der Strom ist besonders stark bei Anwendung einer sehr dicken Kohlenmasse und eines zugespitzten Stiftes. Dasselbe ergiebt sich bei Ersatz der dicken Kohle durch Metalle. Die relativen Intensitäten des Stromes sind dann nach Jamin und Maneuvrier [3]) bei Anwendung von Blei 29, Eisen 30, Kohle 31, Kupfer 60, Quecksilber 70. Je weiter man also die Elektroden von einander entfernen kann, ohne dass der Lichtbogen erlischt, desto stärker ist der einseitig gerichtete Strom.

Die Einseitigkeit des Stromes hängt von der elektromotorischen Kraft $E$ und dem Widerstand $R$ des Lichtbogens ab.

---

[1]) Weitere Versuche hierüber gehören dem technischen Gebiete an; wir haben hier nur die für die Feststellung der Theorie wichtigen Experimente mitgetheilt. — [2]) Lucas, Compt. rend. **98**, p. 800, 1040, 1884*; Beibl. **8**, p. 670*. — [3]) Jamin u. G. Maneuvrier, Compt. rend. **94**, p. 1615, 1882*; Beibl. **6**, p. 812*.

Die elektromotorische Kraft $E$ wurde nach der Methode von Fechner durch abwechselnde Einschaltung einer Säule von 9 Bunsen'schen Elementen in entgegengesetzter Richtung in den Schliessungskreis des Lichtbogens bestimmt. So war (wenn die Kraft eines Bunsen'schen Elementes gleich Eins ist) bei:

| | Blei | Eisen | Kohle | Kupfer | Zink (1) | Zink (2) | Quecksilber |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $E =$ | 2,5 | 3,2 | 5,0 | 50,6 | 66,2 | 5,7 | 103,7 |

Zink (1) am Anfang, Zink (2) am Ende des Versuchs.

Die Differenz der Intensitäten $i - i_1$ bei den entgegengesetzten Stromesrichtungen liefert ein Maass für den umgekehrten Werth des Widerstandes der Schliessung, welcher sich nach der Natur der Elektroden des Lichtbogens ändert. So ist $i - i_1$ für Elektroden von:

| Kohle | Eisen | Blei | Kupfer | Quecksilber | Zink (1) | Zink (2) |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 0,406 | 0,307 | 0,283 | 1,41 | 0,89 | 1,02 | 0,56 |

Bei Anwendung eines continuirlichen Stromes zwischen Kohle-Quecksilber bemerkt man keine Aenderung der Stromintensität, indess ist der Bogen grün mit lebhafter Verdampfung, wenn das Quecksilber als positive, röthlich und mit geringer Verdampfung, wenn es als negative Elektrode dient.

Da jeder Theil der alternirenden Ströme eine Polarisation erzeugt, welche sich zu dem darauf folgenden entgegengesetzten Strome addirt, so können die erwähnten Erscheinungen auch auf die Ungleichheit der Polarisation an den Elektroden des Lichtbogens zurückgeführt werden.

Durch die glühenden Theile des Lichtbogens gehen in transversaler **1212** Richtung die Ströme eines Inductoriums leichter hindurch, als durch die Luft, wie de la Rive[1]) zu zeigen versucht hat.

Ein Glasballon war von vier Tubulis, zweien an den Enden eines horizontalen, zweien an den Enden des verticalen Durchmessers durchbohrt. Durch die ersteren gingen Metallstäbe, an deren Enden metallische oder Kohlenelektroden angebracht waren, zwischen denen durch den Strom einer Säule von 60 bis 80 Bunsen'schen Elementen ein Lichtbogen erzeugt werden konnte. Durch die verticalen Tubuli gingen die Elektroden des Ruhmkorff'schen Inductoriums. Der Ballon wurde mit Stickstoff gefüllt und auf 2 bis 3 mm Quecksilberdruck ausgepumpt. Die Ströme des Inductoriums durchflossen diese Gase nur in einer Richtung. Ihre Intensität wurde bestimmt. Wurde der Lichtbogen zwischen den horizontalen Elektroden erzeugt, so erschien die Entladung des Inductoriums in den

[1]) De la Rive, Archives des Sciences phys. et nat. Nouv. Sér. **26**, p. 177, 1866*; Ann. de Chim. et de Phys. [4] **8**, p. 437, 1866*; Pogg. Ann. **131**, p. 446, 577*.

durch denselben erzeugten Dämpfen von Silber und Zink blau, von Cadmium apfelgrün, von Magnesium hellgrün, in Kohlentheilchen blau u. s. f. Die Intensität der Inductionsströme war grösser in den Metalldämpfen, als ohne dieselben, so besonders in Dämpfen von Silber und Kupfer. In wie weit hierbei die Dämpfe selbst oder auch die aus ihnen condensirten und in den Gasen vertheilten, festen Theile leiten, ist schwer zu entscheiden.

1213 Da der zwischen Kohlenspitzen erzeugte galvanische Lichtbogen sich wie die übrigen Leiter des Stromes verhält, so wird er durch magnetische Einwirkungen abgelenkt, wie jene [1]).

Liegen die Kohlenspitzen horizontal, so weicht der Lichtbogen nicht nur durch die Einwirkung des aufsteigenden Luftstromes nach oben aus, sondern er entfernt sich durch den Einfluss des Erdmagnetismus auch nach der einen oder anderen Richtung aus der durch die Kohlenspitzen gelegten verticalen Ebene [2]).

| Geht der Strom durch die Kohlenspitzen von: | so weicht der Scheitel des Bogens ab nach: |
|---|---|
| Nord nach Süd | Ost |
| West „ Ost | Nord |
| Süd „ Nord | West |
| Ost „ West | Süd |

Man kann sich von dieser Ablenkung des Bogens leicht Rechenschaft geben, wenn man sich vorstellt, dass unter demselben in der Erde ein Magnet in der Richtung der Inclinationsnadel liege, dessen Südpol nach Norden gekehrt ist, und welcher die in den einzelnen Theilen des Lichtbogens fliessenden Stromtheile den ihn darstellenden Strömen gleich zu richten strebt.

1214 Man kann das magnetische Verhalten des Lichtbogens noch besser zeigen, wenn man ihm direct einen Magnet nähert.

Es mögen die Kohlenspitzen in der Ost-Westlinie liegen und der Strom zwischen ihnen von Ost nach West circuliren. Bei folgender Stellung des Magnetes wird dann der Bogen in der beigeschriebenen Weise abgelenkt.

| Der Magnet steht zum Bogen: | Der Nordpol des Magnetes ist gerichtet nach: | Ablenkung des Bogens nach: |
|---|---|---|
| Nördlich | Süden | Süd |
| Südlich | Oben | Süd |
| Oberhalb | Norden | Schwach n. S. |

---

[1]) Davy, Phil. Trans. 1821, 2, p. 427*; Gilb. Ann. 71, p. 241*. — [2]) Casselmann, Pogg. Ann. 63, p. 588, 1844*.

| Der Magnet steht zum Bogen: | Der Nordpol des Magnetes ist gerichtet nach: | Ablenkung des Bogens nach: |
|---|---|---|
| Nördlich | Unten | Nord |
| Unterhalb | Nord | Nord Wölbung nach oben |
| Südlich | Unten | Ebenso. Stärker |
| Oberhalb | Süd | Ebenso. Stärker Wölbung nach unten |
| Nördlich | Oben | Süd. Wölb. nach unten |

1215 Bedient man sich an der Stelle der einen Kohlenspitze eines Stahlmagnetes oder eines durch einen herumgeleiteten Strom magnetisirten Eisenstabes als Elektrode, so rotirt der Bogen um dieselbe. Diese Rotation wurde zuerst von Walker[1]) beobachtet. Er drückte den von dem negativen Pole einer Säule von 160 Daniell'schen Elementen kommenden Draht auf das nordpolare Ende eines Hufeisenmagnetes. Wurde dem Drahte der vom positiven Pole kommende Draht bis zur Schlagweite genähert, so entstand ein Flammenbogen, der in derselben Richtung wie ein Uhrzeiger rotirte. Wurde der Südpol des Magnetes an Stelle des Nordpoles verwendet, so kehrte sich die Richtung der Rotation um.

Die Rotation des Lichtbogens findet in derselben Richtung statt, in welcher ein gegen den Pol des Magnetes normal gerichteter, von dem Strome durchflossener Leiter um ihn rotiren würde. Dies zeigen die folgenden Versuche, bei denen der den Lichtbogen erzeugende Strom von West nach Ost zwischen einer Kohlenspitze und einem Magnetstabe als Elektroden floss.

| Stand der Magnetstab: | Und war der gegen den Bogen gerichtete Pol ein: | So war die Richtung der Rotation: |
|---|---|---|
| Westlich | Südpol | von Nord unten herum nach Süd |
| „ | Nordpol | „ Süd „ „ „ Nord |
| Oestlich | Südpol | „ Nord „ „ „ Süd |
| „ | Nordpol | „ Süd „ „ „ Nord |

Wenn die beiden Elektroden aus Eisen sind und (gleichviel in welchem Sinne) magnetisirt, so muss man sie näher an einander bringen, damit der Lichtbogen zwischen ihnen zu Stande kommt, als wenn sie nicht magnetisirt sind, da nun der Bogen eine seitliche Ausbiegung und dadurch bei gleichem Abstande der Elektroden eine grössere Länge erhält.

Lässt man entsprechend den Lichtbogen zwischen zwei Eisenspitzen entstehen und umgiebt beide mit Spiralen von dickem Kupferdraht, so

[1]) Walker, Transact. London El. Soc. 1837 bis 1840*; Pogg. Ann. 54, p. 514, 1841*.

hört im Momente des Durchleitens des Stromes durch letztere, also beim Magnetisiren der Spitzen der Bogen auf; er stellt sich aber wieder her, wenn man gleich darauf, ehe noch die Spitzen erkaltet sind, den magnetisirenden Strom unterbricht. Zugleich beobachtet man beim Magnetisiren der Elektroden eine Veränderung der äusseren Erscheinung des Bogens selbst, und zwar tritt dieselbe besonders stark hervor beim Magnetisiren der positiven Elektrode, da deren Materie, wenigstens unter gewissen Bedingungen, vorzüglich an der Bildung des Lichtbogens Antheil hat. Man bemerkt dann auch in dem Augenblicke, wo sich der Lichtbogen herstellt, ein zischendes, starkes Geräusch.

Die nämlichen Erscheinungen zeigen sich bei Anwendung von Elektroden von nicht magnetischen Metallen, welche zwischen die Pole eines starken Elektromagnetes gebracht werden.

Dabei hört man das Zischen deutlicher, wenn die positive Spitze sich leicht zertheilt. Wendet man daher eine Spitze von Platin und eine Spitze von Kupfer als Elektroden an, so tritt es stärker hervor, wenn die positive Spitze von Platin ist, welche sich durch den Strom viel stärker erhitzt, als die Kupferspitze. Ist letztere positiv, so hört man mehr ein knatterndes Geräusch, welches indess beim Erhitzen derselben bis zum anfangenden Schmelzen dem zischenden Tone Platz macht. Ohne Anwendung des Magnetismus hört man es nicht. — De la Rive glaubt deshalb, dass dasselbe durch moleculare Veränderungen bedingt sei, welche die dünnen, von den Elektroden losgetrennten, den Lichtbogen bildenden Schichten in Folge der Magnetisirung erleiden. — Sehr wohl kann indess auch die elektromagnetische Wirkung des Magnetes auf die vom Strome durchflossene und sich von den Elektroden trennende Materie des Lichtbogens diese Erscheinungen bedingen, indem dieselbe durch den Einfluss des Magnetes in Rotation versetzt, nach aussen geschleudert wird und sich so schneller von den Elektroden entfernt, leichter ihre Continuität verliert und unter Detonationen zerreisst.

**1216** Stellt man [1]) zwischen einer auf den einen Pol des Magnetes gelegten und mit dem positiven Pole einer Säule verbundenen Platinplatte und einer darüber gestellten Platinspitze als negativer Elektrode den Lichtbogen her, so hört man ebenfalls beim Schliessen des den Magnet erregenden Stromes ein Zischen.

Die Entfernung von Spitze und Platte, bei welcher der Bogen aufhört zu erscheinen, ist kürzer, und auf der Platinplatte erscheint ein grösserer blauer Fleck, als ohne Anwendung des Magnetismus.

Bei Umkehrung der Richtung des Stromes im Lichtbogen neigt sich derselbe in schräger Richtung gegen den Rand der Platte, zerreisst oft mit knallendem Geräusch und verschiebt sich in Folge der elektromagnetischen Rotation. Platten und Spitzen von Silber, Kupfer zeigen

---

[1]) De la Rive, Phil. Trans. 1847, 1, p. 37*; Pogg. Ann. 76, p. 280*.

dieselben Erscheinungen, nur beobachtet man, wenn die Platten als negative Elektroden dienen, nach dem Versuche einen spiralförmigen Fleck auf denselben, welcher bei der Rotation des Bogens durch geschmolzenes Metall auf ihnen verzeichnet ist, und der in feine Verästelungen, ähnlich denen der positiven Lichtenberg'schen Figuren, ausläuft. Ist die Platte negativ, so bildet sich auf ihr nur ein kleinerer runder Fleck, aus dem an irgend einer Stelle eine der Richtung der Rotation des Bogens entsprechende Curve heraustritt.

Die Bildung von continuirlichen, dem Lichtbogen ähnlichen Erscheinungen an der Berührungsstelle von Metallelektroden und Flüssigkeiten haben wir schon §. 1117 u. f. besprochen.

---

Viertes Capitel.

# Elektricitätserregung beim Contact von Gasen und glühenden Körpern. Elektrisches Verhalten der Flamme.

## I. Elektricitätserregung beim Contact von Gasen und glühenden Körpern.

1217 Bereits §. 799 ist erwähnt worden, dass erhitzte Gase leiten. Durch einen Versuch von Giese [1] ist nachgewiesen, dass hierbei Luft, welche an einem elektrisirten, glühenden Körper vorbeigeströmt ist, auch noch nach dem Erkalten ihre Leitungsfähigkeit bewahrt, also eine Ladung mit Elektricität annehmen kann. Lässt man die gewöhnliche Zimmerluft in einem geschlossenen Raume bei einem galvanisch glühenden Platindrahte vorbei durch eine durchbrochene Blechplatte (zur Vermeidung der Influenz) in einen Raum strömen, der aus zwei mit ihren weiteren Oeffnungen an einander gelegten Trichtern besteht, so ladet sich ein in denselben gebrachtes System von 1 bis 6 feinen Drahtnetzen, welches die an dem Platindrahte elektrisirte Luft durchzieht, um so stärker, je mehr Drahtnetze über einander liegen und bedeutender, wenn die Axe des Luftstromes vertical, als wenn sie horizontal ist.

Es könnte dies wohl von Wassertheilchen herrühren, welche beim Verbrennen der in der Luft befindlichen organischen Substanzen entstehen.

Auf 100° in einem mit Glycerin bestrichenen Kasten erwärmte Luft elektrisirt sich bei ähnlichen Versuchen beim Vorbeiströmen bei einer mit dem einen Pol einer Säule verbundenen Platinspirale nicht [2]).

Zu untersuchen wäre, ob ganz reine Luft, resp. ganz reine einfache Gase das oben erwähnte Verhalten zeigen.

---

[1]) Giese, Wied. Ann. 17, p. 534, 1882*. — [2]) Giese, l. c., p. 529*.

1218 Dabei hat Guthrie[1]) noch einen besonderen Einfluss der Temperatur und der Art der Elektricität auf die Ladung und Leitungsfähigkeit der Luft beobachtet.

Während weissglühende abgeleitete Kugeln oder Platindrähte bei der Annäherung auf 1 Zoll ein positiv geladenes Elektroskop entladen, geschieht dies bei einem negativen schon bei 3 Zoll Entfernung.

Durch Berührung mit einer weissglühenden Eisenkugel wird weder der positive, noch der negative Conductor der Elektrisirmaschine entladen. Sinkt die Temperatur, so entladet sie den negativen, nicht den positiven, und bei weiterem Sinken der Temperatur, indess nicht unter die des Glühens, beide Conductoren. Ein durch einen Strom rothglühender Platindraht entladet ebenfalls ein negatives Elektroskop leichter als ein positives. Wird er zwischen zwei entgegengesetzt geladene Elektroskope gebracht, so entladet er keines von beiden. Wird das positive entfernt, so wird das negative entladen; wird das negative entfernt, so bleibt das positive geladen.

Ein glühender Kohlenbogen in einer evacuirten Maxim'schen Lampe zeigt diese Erscheinung nicht, so dass ein Zwischenmedium zwischen den elektrischen Körpern und dem glühenden erforderlich ist.

Wird ein feiner Platindraht mit dem einen, mit einem Elektroskop verbundenen Pol einer Säule verbunden und durch eine isolirte Lampe erhitzt, so wird der Pol ebenfalls entladen.

Es bleibt weiteren Untersuchungen überlassen, zu entscheiden, wie weit hierbei Luftströmungen, Büschelentladungen u. s. f. mitwirken, welche an den verschieden geladenen Körpern ungleich leicht auftreten[2]).

1219 Diesem Verhalten entspricht wiederum die Ladung der Luft an einem elektrisirten Drahte. Um dies nachzuweisen, hat Nahrwoldt[3]) in das Innere seines Blechcylinders durch die in denselben eingesetzte Glasröhre zwei Kupferdrähte eingeführt, zwischen denen ein sehr feiner Platindraht durch den Strom einer isolirten Batterie ins Weissglühen gebracht war. Der Draht wird durch Verbindung mit dem einen Pol eines andererseits abgeleiteten Meidinger'schen Elementes geladen. Dann ladet sich auch die Luft im Cylinder an dem glühenden Draht um so stärker, je heisser er ist. Auch wächst mit der Zeit diese Ladung bis zu einem Maximum, und zwar schneller bei schwachen, als bei starken Potentialen. Die Unterschiede zwischen der positiven und negativen Ladung sind gering. Bei Ableitung des glühenden Drahtes verschwindet umgekehrt die positive, sowie negative Ladung der Luft schnell und geht auch in die entgegengesetzte über, die aber schnell vergeht und auf Influenz auf einzelne Luftschichten geschoben werden kann.

---

[1]) Vergl. Guthrie, Phil. Mag. [4] 46, p. 257, 1873*. Bickerton, ibid. p. 450*. Guthrie, Chem. News, 45, p. 116, 1882*; Beibl. 6, p. 686*. — [2]) Die Versuche von Herwig über die Leitung des Quecksilberdampfes siehe §. 795. — [3]) Nahrwoldt, Wied, Ann. 5, p. 460, 1878*, vergl. §. 790.

Bei starken Ladungen des glühenden Drahtes durch den einen Pol von 100 Kupfer-Wasser-Elementen, welche noch durch einen Apparat nach Art des Füllapparates am Elektrometer von Thomson gesteigert war, näherte sich die Ladung der Luft einem Maximum, und nahm nachher wieder etwas ab. Aehnliches ergab sich beim Laden mit der Elektrisirmaschine. Das Maximum trat für positive Ladung schneller ein als für negative; es war indess für beide Elektricitäten dasselbe.

Die nach bekannten Methoden gemessene Capacität des Glühapparates schien für positive Elektricität grösser zu sein als für negative. Wurde der Luftapparat verschieden stark durch den Pol einer Säule von 1 bis 5 Meidinger'schen Elementen geladen und mit dem Elektrometer verbunden, so nahm seine Ladung erst schnell, dann langsam ab. Diese Abnahme kann, wenn das Potential $V$ ist, durch eine Gleichung von der Formel $dV = \gamma V dt$ dargestellt werden. Die Beobachtungen stimmen mit den Berechnungen genügend überein. Für positive und negative Elektricität ergiebt sich dieselbe Abnahme.

**1220** Ein ähnlicher Versuch, welcher indess noch eine andere Deutung zulässt, ist von Elster und Geitel[1]) angestellt worden. Ein Platindraht wurde durch einen Strom zum Glühen gebracht und ihm ein mit dem isolirten Quadrantenpaare eines Elektrometers verbundener Draht genähert; während ein demselben benachbarter Punkt des Platindrahtes abgeleitet war. Dabei lud sich der kalte Platindraht, je nachdem er einem näher dem positiven oder dem negativen Pole der Säule von der Ableitungsstelle aus gelegenen und somit mit freier positiver oder negativer Elektricität beladenen Punkte des glühenden Platindrahtes gegenüber lag, negativ oder positiv, indess stärker positiv als negativ.

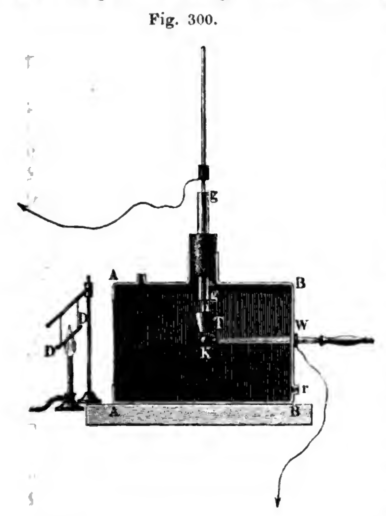
Man könnte hier entsprechend den erwähnten Versuchen entweder annehmen, dass vom kalten Drahte die in ihm durch Influenz erzeugte negative Elektricität leichter zum erhitzten Draht übergeht, als die positive; oder auch nach Elster und Geitel, dass die Ladung des kalten Drahtes einmal von einer je nach der Stromesrichtung entgegengesetzten Influenz $\pm x$ durch den vom Strome der Säule durchflossenen Draht herrührt, sodann von einer „thermischen Erregung" zwischen beiden Drähten, durch welche der kalte Draht positiv geladen wird. Je nach der Stromesrichtung wären dann die Ladungen des Drahtes $s_1 = e + x$, $s_2 = e - x$, woraus $e = \frac{1}{2}(s_1 + s_2)$ folgte.

**1221** Bei weiteren Versuchen diente an Stelle des galvanisch glühenden Drahtes ein Paquelin'scher Brenner, Fig. 300, bestehend aus einer 1 cm grossen hohlen, mit Platinschwamm gefüllten und an einem dünnen Metallrohre befestigten Platinkugel $K$, in welche ein Gemenge von Benzindampf und Luft unter constantem Druck eingeführt wird. Wird die Kugel vor-

[1]) Elster und Geitel, Wied. Ann. 19, p. 588, 1883*.

übergehend zum Glühen erhitzt, so glüht sie durch den langsamen Verbrennungsprocess weiter. Die Verbrennungsgase finden durch eine seitliche Oeffnung ihren Ausweg. Dieser Brenner war in einen Zinkkasten $AB$ mit einer Glaswand eingesetzt. Ein vor letzterer in eine Bunsen'sche Flamme eingeschobener Platindraht $D$ gestattete durch Vergleichung den Glühzustand des Brenners zu controliren. Ueber der Kugel $K$ hing ein Platintiegel $T$ voll destillirtem Wasser an einem an eine Messingröhre $g$ gelötheten Deckel. Die Messingröhre war von einer isolirenden Glasröhre umgeben und mit dem Quadrantenpaare des Elektrometers durch einen dünnen Kupferdraht verbunden; ebenso auch der Brenner mit dem anderen Paar, bez. der Erde. Durch eine Wippe konnten die Verbindungen commutirt werden. Die Luft in dem Blechkasten wurde nach dem Beginn des Glühens des Brenners durch getrocknete Luft wiederholt ersetzt.

Fig. 300.




Bei wachsendem Druck des Gases und somit gesteigerter Temperatur des Brenners erschien zuerst bei schwacher Rothgluth sehr langsam eine Ladung (25), welche sich bis zur hellen Gelbgluth allmählich (bis 135) steigerte. Dabei ist die Ladung des Elektrometers durch ein Daniell-Element $D = 100$ gesetzt. In Kohlensäure, Leuchtgas, Sauerstoff ist die Ladung cet. par. nahe die gleiche, ebenso in feuchter Luft, wenn nur die Messingröhre genügend erwärmt ist, dass sich nirgends Wasser niederschlägt.

**1222** Lässt man einen langsamen Strom von Luft oder Leuchtgas über den Paquelin'schen Brenner, oder besser durch eine glühende, zur Erde abgeleitete Messingröhre gegen einen mit dem Elektrometer verbundene Metallplatte strömen, welche durch einen in der Mitte zum Durchgang des Luftstromes durchbrochenen Metallschirm vor der Influenz der erhitzenden abgeleiteten Flamme geschützt ist, so ladet sich die Platte ebenfalls positiv, namentlich stark, wenn die Mündung der Röhre

glüht. Die Ladung steigt bis zu 5,5 bis 6 *D* und erreicht, z. B. bei Anwendung der glühenden Metallröhre um so eher ein Maximum, je mehr Gastheile die Platte in der Zeiteinheit treffen; so also, wenn man Glimmerschirme mit verschieden grossen Löchern zwischen die Röhre und Platte schaltet. Werden dem Paquelin'schen Brenner gleich dicke Drähte in gleicher Entfernung einander gegenübergestellt, so ist bei nicht oxydirbaren Metallen die Ladung nahe die gleiche.

Auch Platten von Holz oder schlecht isolirendem Glase, Flüssigkeiten, ein innen versilbertes oder mit Wasser gefülltes Reagirglas werden positiv geladen; wobei selbstverständlich die elektromotorischen Erregungen zwischen denselben und den Zuleitungsdrähten zum Elektrometer zu berücksichtigen sind; so bei Aluminium und Magnesium, welche oxydirt oder befeuchtet sind, und in Folge dessen vor dem Paquelin'schen Brenner negativ erscheinen; indess, wenn sie von einem über denselben hingeblasenen Luftstrome längere Zeit getroffen werden, sich positiv laden.

Auch wenn der die Platte treffende Gasstrom durch eine glühende schwer schmelzbare Glasröhre nach Auslöschen der erhitzenden Flamme geleitet und die heisse Stelle durch einen eingeschmolzenen Platindraht abgeleitet wird, zeigt sich eine starke Ladung.

Dagegen tritt keine Elektricitätserregung an nicht glühenden Metallen ein, also auch nicht an der von dem heissen Luftstrome getroffenen Metallplatte.

Hiernach werden nach Elster und Geitel Gasmolecüle beim Contact mit glühenden Metallen, Glas u.s.f. dauernd stark positiv geladen.

Eine Wiederholung dieser Versuche mit vollständig gereinigter, von allen Staubtheilchen und von aller Feuchtigkeit befreiter Luft, resp. einem einfachen Gase unter Beseitigung aller in der Umgebung befindlichen, also die Zimmerluft event. elektrisirenden Gasflammen, auch des Einflusses der Elektricität würde zur weiteren Aufklärung dieses Verhaltens beitragen können.

**1223** Auf diese Elektrisirung der Gase an glühenden Körpern lässt sich möglicher Weise eine Reihe von Beobachtungen zurückführen, aus welchen man versucht hat, eine directe Elektricitätserregung durch den chemischen Process der Verbrennung abzuleiten [1]).

Beim Verbrennen eines oben flachen Kohlencylinders (oder geruchlosen Räucherkerzchens) auf einem mit einem Condensator verbundenen, oder direct auf ein Säulenelektroskop geschraubten Blech nimmt letzteres negative Ladung an. Entsprechend wird ein über dem brennenden Kohlencylinder horizontal aufgestelltes Messingblech, oder eine eben solche

---

[1]) Pouillet, Ann. de Chim. et de Phys. **35**, p. 40, 1827*; Pogg. Ann. **11**, p. 426*.

Drahtgaze positiv elektrisch [1]). Hierbei muss wiederum die Elektricität des Kohlencylinders abgeleitet werden. Beim Verbrennen für sich in Sauerstoff nimmt derselbe keine Ladung an.

Aehnliche Versuche hat schon Volta [2]) angestellt, indem er in einem isolirten Kohlenofen die glühenden Kohlen mit kalten bedeckte und den Ofen mit einem Strohhalmelektroskop verband. Dasselbe lud sich bei langsamem Anbrennen der Kohlen mit negativer Elektricität. Bei starkem Zuge nahm die Erregung ab.

**1224** Auf dem Verhalten der glühenden Kohle beruht der folgende Versuch von P. Riess [3]). Zwei verticale Metallplatten wurden 5 Zoll von einander aufgestellt, an der einen eine glimmende Kohlenkerze horizontal befestigt und mit dem einen Pol einer andererseits zur Erde abgeleiteten trockenen Säule, die andere Platte mit einem Elektroskop verbunden. Letzteres divergirte langsam und nur wenig, als die erste Platte positiv, stark, als sie negativ geladen war.

Da die Kohlenkerze durch die Verbrennung sich ohnehin stark negativ ladet, so kann sie bei neuer Zufuhr der gleichnamigen Elektricität eher die zum Uebergang auf die zweite Platte erforderliche Dichtigkeit erhalten, als wenn ihr positive Elektricität zuertheilt wird.

Ganz analog wird ein negativ geladenes Elektroskop bei Annäherung einer abgeleiteten glühenden Kohle nicht entladen, wohl aber, wenn es positiv geladen ist. Umgekehrt ladet sich ein mit einer glimmenden Kohle verbundenes Elektroskop bei Annäherung eines positiv geladenen Körpers schnell, bei der eines negativen sehr langsam, im ersten Falle entladet sich das Elektroskop bei Entfernung des genäherten Körpers langsam, im zweiten schnell [4]).

Hier wirkt also die Elektricität der verbrennenden Kohle, nicht die der fortgehenden Kohlensäure.

**1225** Entgegengesetzt verhält sich nach P. Erman [5]) die Davy'sche Glühlampe, bei welcher die Wirkung von dem von ihr aufsteigenden Dampfe ausgeht. Wird eine solche Lampe auf ein Elektroskop gesetzt, so ladet es sich bei Annäherung des negativen Poles einer trockenen Säule, nicht oder kaum bei der des positiven. Stellte dementsprechend Riess vor eine verticale mit dem Elektroskop verbundene Kupferplatte eine solche Lampe, deren Platinspirale mit einem Metallrohr umgeben war, so divergirte bei positiver Ladung der Lampe das Elektroskop sofort stark, bei negativer schwach.

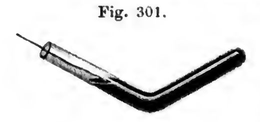
---

[1]) Pouillet, l. c. — [2]) Volta, Collezione delle opere 1 [1], p. 271*. — [3]) Riess, Reibungselektr. 1, p. 270, §. 268 u. flgde.* — [4]) Douliot, Compt. rend. 77, p. 1472, 1873*. — [5]) P. Erman, Abhandl. der Berl. Akad. d. Wissenschaften 1819, p. 353*.

1226 Einige andere hierhergehörige Versuche sind von Buff[1]) angestellt worden.

In ein horizontales Glasrohr wurden zwei mit dem Galvanometer verbundene Platindrähte bis auf etwa 4 Linien Entfernung von einander eingeschoben, und durch eine untergehaltene Lampe das in dem Rohr befindliche Ende des einen oder anderen Drahtes stärker erhitzt. Es entstand ein Strom, der von der heissesten Stelle durch das Rohr zu dem kälteren Drahte ging. Beim Einschmelzen der Drähte in das Glas fand dasselbe Verhalten statt.

Fig. 301.



Wurden beide Drähte in zwei getrennte und unten zugeschmolzene Röhren, Fig. 301, eingesenkt, die eine erhitzt und an die andere gelegt oder ihr nur bedeutend genähert, so zeigte sich ein Strom in derselben Richtung wie bei dem ersten Versuche. In dem letzten Falle übernahm die zwischen den Glasröhren befindliche dünne Luftschicht der Flamme die Stelle eines Leiters. Beim Füllen der Röhren mit Weingeistdampf, ebenso bei Anwendung von Silber-, Kupfer-, Eisen-, Zinkdrähten in den Glasröhren ergaben sich dieselben Resultate; auch bei Benutzung von Röhren voll Braunstein oder voll Quecksilber von der Gestalt der beistehenden Figur, von denen die eine an ihrem geschlossenen Ende erhitzt wurde.

## II. Elektrisches Verhalten der Flamme.

1227 Die vorstehenden Verhältnisse sind bei der Untersuchung des elektrischen Verhaltens der Flammen brennender Körper zu berücksichtigen.

*a.* Leitungsfähigkeit der Flamme. Zunächst lässt sich nachweisen, dass ebenso, wie andere glühende Gase, so auch die Flammengase leiten.

Senkt man zwei mit den Polen einer Säule verbundene Platinstreifen von einander getrennt in gleicher Höhe und gleich tief in eine Flamme, so dass sie gleiche Temperatur besitzen, und verbindet sie mit einem empfindlichen Galvanometer, so kann, da Alles symmetrisch ist, kein Strom entstehen. Schaltet man aber in den Schliessungskreis eine Säule ein, so erhält man einen Ausschlag. — Führt man dabei die Platinstreifen in gleicher Höhe allmählich in die Flamme, so leitet die Flamme schon in den über dem eigentlichen Flammenkegel befindlichen Luftschichten, in denen die Streifen zu glühen beginnen[2]). Dicht unter der Spitze des Flammenkegels erreicht die Leitung ihr Maximum. — Ebenso findet eine Leitung statt, wenn man in den inneren Raum der Flamme

[1]) Buff, Ann. d. Chem. u. Pharm. 90, p. 277, 1854*. — [2]) Buff, Ann. Chem. u. Pharm. 80, p. 1, 1851*.

einer Berzelius-Lampe von unten zwei Platindrähte einführt, so dass sie 3 mm vom Saume der Flamme entfernt sind, und auch, wenn man hierbei den Luftzug von unten hemmt, indem man die Drähte durch einen in das Zugrohr der Lampe eingesetzten Kork hindurchsteckt, wo dann der innere Raum der Flamme mit Weingeistdampf erfüllt ist. Je heisser die Flammen sind, desto besser leiten sie, so die Bunsen'schen Gasflammen, namentlich wenn sie mit Sauerstoff, statt mit Luft, gespeist werden. Besonders gut leiten Bunsen'sche Gasflammen, in welche man ein Kalisalz gebracht hat; der Reihe nach schlechter leiten die Flammen bei Einbringung von Kali, Fluorkalium, salpeter- und kohlensaurem Kali, dann von schwefelsaurem, phosphorsaurem Kali, endlich noch schlechter bei Einbringung der flüchtigeren Haloidsalze, Chlor-, Brom- und Jodkalium. Aehnlich verhalten sich die Natriumsalze [1]).

Flammen von Chlorstrontium, Chlorkupfer und borsäurehaltigem Weingeist leiten nach Matteucci [2]) schlechter [nach Becquerel [3]) besser], Joddampf und Quecksilberdampf haltende Flammen besser, Wasser und Schwefeldampf haltende schlechter als Flammen von reinem Weingeist.

Hittorf [4]) brachte auch bei diesen Versuchen in die Axe einer unter einem Zugrohre brennenden, bis zur Höhe des inneren blauen Kegels mit einem Schornstein umgebenen Flamme eines isolirten Bunsen'schen Brenners zwei Oesen von $^1/_5$ mm dickem Platindraht in einem Abstand von 45 mm vertical über einander, verband die Oesen mit den Polen von 20 Elementen einer Chromsäuresäule und führte eine Zweigleitung zum Galvanometer. War die obere Oese negativ, waren beide Oesen aber leer, so zeigte z. B. das Galvanometer einen Ausschlag von 1°; wurde in die untere Oese eine Perle von kohlensaurem Kali gebracht, dass die ganze Flamme gefärbt war, von 180 bis 215°. — Der Widerstand der Flamme nimmt mit der Grösse der hineingebrachten Perle ab; stets ist er indess sehr bedeutend (1500 bis 3000 Siemens'sche Einheiten).

**1228** Weitere quantitative Versuche über diese Leitungsfähigkeit der Flamme sind von Hoppe [5]) angestellt worden.

Zwei gleiche Platindrähte von 0,241 mm Durchmesser wurden in derselben Horizontalebene in die Flamme gesenkt und ihr Abstand durch ein Fernrohr mit Ocularmikrometer bestimmt. Mittelst eines Commutators wurde der Strom einer Säule von 3 bis 4 Bunsen'schen Elementen durch die Flamme und ein auf absolutes Maass graduirtes Galvanometer geleitet. Die Drähte waren so gestellt, dass der Ausschlag

---

[1]) Hittorf, Pogg. Ann. **136**, p. 230, 1869*. — [2]) Matteucci, Phil. Mag. [4] **8**, p. 400, 1854*. — [3]) Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] **39**, p. 359, 1853*, **42**, p. 409, 1854*. — [4]) Hittorf, Pogg. Ann. Jubelbd. p. 437, 1874*. — [5]) Hoppe, Wied. Ann. **2**, p. 83, 1877*.

bei Umkehrung des Commutators unverändert blieb, also keine elektrische Erregung in der Flamme selbst vorhanden war.

So ist am Argandbrenner im unteren Theile des äusseren Randes der Flamme, wo die Drähte rothglühen, der auf 1 mm des Abstandes der Elektroden berechnete Widerstand in Quecksilbereinheiten $w = 139632 . 10^3$ Q.-E., und beim Herunterschrauben, wo die Drähte im oberen Flammenkegel weissglühen, $w = 33455 . 10^3$ Q.-E. In der Bunsen'schen Flamme ist dicht um den inneren dunklen Kegel an der heissesten Stelle $w = 1156 . 10^3$ Q.-E., 20 mm über dem inneren dunklen Kegel $1274 . 10^3$, und bei halber Oeffnung in der Mitte zwischen Gipfel der Flamme und Spitze des inneren Kegels $w = 6860 . 10^3$ S.-E. Die Flammen leiten also an der heisseren Stelle besser.

Als Mittel der Werthe $10^{-3}\,w$ an der heissesten und kältesten Stelle von Wasserstoffflammen, bez. mit eingeführten Salzen ergeben sich die folgenden Zahlen:

| H volle Fl. | H mittl. Fl. | H kleine Fl. | | Argandfl. gr. | klein | Stearin |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 20 291 | 37 130 | 50 611 | | 509 015 | 86 544 | 2227 |
| H + K | H + Ba | H + Na | H + Sr | H + LiCl | H + Tl | $H + CuCl_2$ |
| 910,8 | 1458 | 1502 | 22955 | 23 539 | 9463 | 19 544 |

Bei Anwendung von 3 und 4 Bunsen'schen Elementen werden bei Elimination der störenden secundären Ströme nahezu gleiche Resultate gefunden, so dass auch hier das Ohm'sche Gesetz gilt.

**1229** Die über der Flamme aufsteigenden, sich abkühlenden Gase leiten ebenfalls die Elektricität, und zwar noch bei der gewöhnlichen Temperatur, abweichend von der Luft. So ist lange bekannt, dass, wenn Gasbrenner in einem Zimmer brennen, welche irgend wie elektrisirt sind, sich bald die ganze Zimmerluft ladet.

Bringt man in einen isolirten, mit Elektricität geladenen, unten offenen Blechcylinder oben ein isolirtes, mit dem Elektrometer verbundenes Drahtnetz, und brennen im Zimmer Gasflammen, so ladet sich das Elektrometer allmählich mit der Elektricität des Blechcylinders, indem jedenfalls durch denselben die Flammengase aufsteigen [1]). (In der That enthalten dieselben condensirte Wassertheilchen, welche als geladene Leiter wirken können.)

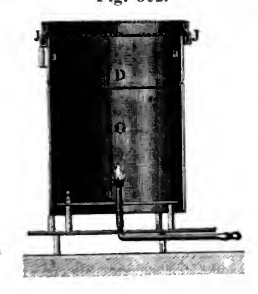
**1230** Die Leitungsfähigkeit dieser Gase unter verschiedenen Bedingungen ist von Giese [2]) ausführlich untersucht worden.

Ein isolirter Bunsen'scher Brenner (*B*), Fig. 302, ist durch den Boden eines auf Glasfüssen stehenden, 30,5 cm weiten kupfernen Gehäu-

[1]) Giese, Wied. Ann. 17, p. 529, 1882*. — [2]) Giese, Wied. Ann. 17, 236, 519, 1882*.

ses ($G$) geführt, welches durch Aufsetzen von Blechtrommeln $aa$ von 12 cm Höhe eine beliebige Höhe erhalten und oben durch Ringe ($D$) mit Drahtgaze (von 1,45, 1,13 und 0,30 Maschenweite) geschlossen werden kann. Auf den obersten Aufsatz des Gehäuses kann auf Glasfüssen isolirt ein Blechring ($J$) gesetzt werden, in welchen ebenfalls die Drahtgazeringe passen. Bei einzelnen Versuchen werden letztere auch durch einen isolirten Draht ($J'$) ersetzt, welcher mit einem Quadrantelektrometer verbunden ist.

Fig. 302.




War das Gehäuse (ohne zugehörigen Drahtgazering $D$) durch Verbindung mit dem einen Pol einer andererseits abgeleiteten Leclanché-Säule positiv oder negativ elektrisirt, so zeigte das mit dem Blech $J$ verbundene Elektrometer die umgekehrte Ladung (— 209 und + 222).

Wurde der Drahtgazedeckel $D$ auf das Gehäuse gelegt, die Lampe positiv oder negativ geladen, so erschien auch der über dem Gazedeckel befindliche Draht $J'$ positiv oder negativ. Der Drahtgazedeckel $D$ nimmt also nicht alle von den Verbrennungsgasen mitgeführte Elektricität auf. — Wurde das Gehäuse und der Drahtgazedeckel geladen, der Brenner abgeleitet, so zeigte der Draht schwach die Elektricität des Deckels. War der Brenner hierbei isolirt, so war diese Ladung bedeutend. Demnach wird im ersten Falle ein Theil der Elektricität des Deckels durch die Verbrennungsgase und den abgeleiteten Brenner, ein anderer durch den aufsteigenden Gasstrom; im zweiten die Elektricität nur durch letzteren abgeleitet. Dasselbe ergiebt sich bei Anwendung eines Drahtgazedeckels $J'$ statt des Drahtes.

Diese Versuche beweisen wiederum die Leitungsfähigkeit der Flammengase.

**1231** Für die messenden Versuche wurde der Theil des Apparates, zu welchem die Verbrennungsgase die Elektricität führten, mit einem Elektrometer und durch einen sehr grossen Widerstand (Leydener Flaschen von sehr gut leitendem Glase von $89 \cdot 10^8$ S.-E., dem 2,28 und 5,612 fachen Widerstande), mit einem Punkt $P$ eines Rheostaten verbunden, durch welchen der Strom von zwei Daniell'schen Elementen geleitet wurde. Der Rheostat war am einen Ende $Q$ zur Erde abgeleitet. Stellt man ihn so ein, dass das Elektrometer auf Null steht, so ist die Stärke des dem betreffenden Apparatentheile zu- und von ihm fortfliessenden Elektricitätsstromes proportional der Länge $PQ$. — Der zu ladende Theil des Apparates wurde mit dem einen Pol einer anderseits abgeleiteten Säule von 30 kleinen Uförmigen Leclanché-Elementen verbunden.

Hierbei bestätigten sich die Resultate der Versuche. Zugleich ergab sich, wie vorauszusehen, dass ein feinmaschiger Deckel *J* mehr Elektricität aufnimmt, als ein grobmaschiger, ebenso mehrere über einander gelegte Deckel *J* mehr als einer. — Dasselbe gilt von den Deckeln *D* am Gehäuse *G*; bei grosser Zahl und Feinheit derselben wird die Ausströmung durch die Flamme vermindert. Wird dann noch der isolirte Deckel *J* aufgelegt, so wird die Elektricitätsaufnahme durch *D* und *G* gesteigert. Dies rührt nicht allein von der grösseren Berührungsfläche, sondern von der Stauung der elektrischen Gase an den feinmaschigen Deckeln *D* her, wodurch sie mit ihrer Elektricität länger unter dem Deckel verweilen und zugleich ihre Ausbreitung nach der Seite befördert wird, sie in der längeren Zeit ihres Verweilens mehr abgekühlt werden und sich ihre Leitungsfähigkeit vermindert. Dass eine solche Ausbreitung wirklich stattfindet, lässt sich nachweisen, wenn man die Deckel aus zwei Theilen, einem mittleren und einem peripherischen zusammensetzt.

Trifft ferner ein unelektrischer Gasstrom über einem elektrisirten Deckel noch einen zweiten unelektrischen *J*, so breitet er sich unter demselben noch mehr aus und kann in Folge dessen von letzterem, welcher durch Influenz elektrisirt ist, mehr Elektricität erhalten, als von ersterem. Hierbei wirkt noch mit, dass die Gase an der Oberfläche des zweiten Deckels kälter sind und schlechter leiten, was namentlich bei weitmaschigen Deckeln hervortritt, wo sie sich weniger ausbreiten. In Folge dessen können die Gase über *J* entgegengesetzt geladen sein wie über *D*, wie man durch einen dritten Drahtdeckel über *J* constatiren kann. Je höher *J* über *D* liegt, desto mehr verschwindet der Einfluss von *D*.

Aehnlich wie an den Drahtgittern verhalten sich die unelektrischen Flammengase beim Vorbeiströmen an einer schrägen Platte *P*, welcher von unten eine zweite parallele isolirte und elektrisirte Platte $P_0$ genähert ist. Die Ladung der Gase ist der von $P_0$ entgegengesetzt, namentlich stark bei grösseren Abständen; bei kleineren kann sie gleichnamig sein.

**1232** Wird das ganze Gehäuse des §. 1230 beschriebenen Apparates mit oder ohne Deckel *D* verschieden stark, z. B. durch 10 und 30 Elemente geladen, der Brenner abgeleitet, so ist die Intensität des Elektricitätsstromes für die grösseren elektromotorischen Kräfte (wie auch bei den Flammenströmen s. w. u.) kleiner, als der Proportionalität mit *E* entspricht. Dasselbe ergiebt sich, wenn der Brenner geladen, das Gehäuse abgeleitet ist.

Die durch ein Anemometer gemessene Geschwindigkeit der Strömung der Verbrennungsgase ändert sich beim Durchleiten des Stromes im einen oder anderen Sinne nicht; so dass hierin nicht der Grund der Erscheinung liegen kann.

1233 Bei weiteren Versuchen wurde auf das abgeleitete Gehäuse $G$ ein doppelter Drahtdeckel $D_1 D_2$, von denen $D_1$ mit $G$ verbunden, $D_2$ isolirt war, gelegt, und ein zweites etwas weiteres, dasselbe oben umfassendes Gehäuse $G_2$ isolirt hinaufgesetzt, welches unten noch einen Drahtdeckel $D_3$, oben zwei von einander isolirte Drahtdeckel $D_4$, $D_5$ bei isolirtem Brenner trug. Wurde sodann $D_5$ im einen oder anderen Sinne geladen und $D_4$ mit dem Elektrometer verbunden, so nahm die Intensität des in diesem Kreise nachzuweisenden Stromes auf weniger als $^1/_3$ ab, wenn $D_2$ geladen wurde, statt isolirt zu bleiben. Dasselbe ergab sich, als $G$ und $D_1$ geladen, $D_2$ abgeleitet wurde. Der Strom im unteren System zwischen $D_2$ und $D_1$ vermindert also die Intensität des Stromes im oberen, gleichviel, welches seine Richtung ist. Die Verminderung rührt also nicht etwa von einer gesteigerten Ladung der Gase her. Freilich werden die Gase durch die Ströme zwischen $D_1$ und $D_2$ ein wenig seitlich ausgebreitet; indess lässt sich bei Anwendung durchbrochener Deckel mit Einsatzdeckelchen, oder bei Anwendung zweier Deckel statt $D_3$ nachweisen, dass diese Wirkung nicht die ganze Verminderung verursacht.

Nach Giese soll also der Durchgang eines Stromes durch die Verbrennungsgase ihre Leitungsfähigkeit dauernd vermindern und zwar steigend mit der Stromintensität. Die Stromintensitäten müssen demnach bei grösseren elektromotorischen Kräften kleiner ausfallen, als der Proportionalität entspräche.

1234 Auch wenn man durch die Flamme selbst einen Strom leitet, z. B. durch zwei auf beiden Seiten derselben aufgestellte Bleche, zeigt sich eine Verminderung der Leitungsfähigkeit der aufsteigenden Gase.

Leitet man durch den unteren Theil einer Flamme quer hindurch einen Strom, so nimmt auch die Leitungsfähigkeit ihres oberen Theiles, z. B. zwischen zwei kleinen Platinblechen in horizontaler Richtung ab, mag der obere Strom in derselben Ebene verlaufen, wie der untere, oder ihn kreuzen.

Schon bei Strömen, welche quer durch die Flamme geleitet werden, wächst dem entsprechend die Intensität $I$ nicht proportional der elektromotorischen Kraft $E$, sondern langsamer. So ändert sich z. B. bei Anwendung von 1 und 10 Leclanché-Elementen $E$ im Verhältniss von 1 : 8,02 und $I$ nur von 1 : 1,70.

1235 In gewissen Fällen treten Abweichungen von den erwähnten Resultaten ein; so z. B. wenn der obere Deckel $J$ des einfachen Apparates geladen und die Elektricität des unteren $D$ bei isolirtem Brenner gemessen wird. Dann ist die Abweichung vom Ohm'schen Gesetz im positiven Sinne, d. h. die Leitungsfähigkeit steigt mit der Ladung (durch 10 und 30 Elemente). Dasselbe geschieht beim Doppelapparat, ebenfalls für kleinere elektromotorische Kräfte $E$, wenn der oberste Draht $D_5$ ge-

laden, $D_4$ mit dem Elektrometer verbunden ist und alle übrigen Theile, ausser dem isolirten Brenner, abgeleitet sind. Für grössere Werthe von $E$ zeigen sich die früheren (negativen) Abweichungen. Wird das doppelte Drahtnetz des unteren Apparates entfernt, so treten, wie beim einfachen Apparat, nur positive Abweichungen ein.

Möglicherweise ist die Ursache eine Verminderung des Uebergangswiderstandes zwischen dem Gase und Metall, welche die Verminderung des Leitungsvermögens des Gases selbst durch den Durchgang des Stromes überwiegt.

Bei der Complicirtheit der Erscheinungen in der Flamme und bei der Berührung der Gase mit Drahtnetzen, an denen sich die Stärke und Richtung ihrer Strömung ändert und dem entsprechend die Elektricitätsabgabe u. s. f., dürfte eine Erklärung der vorliegenden Versuche im Einzelnen sehr schwierig sein [1]).

**1236** Senkt man in eine Flamme an verschiedenen, nicht symmetrisch gelegenen Stellen zwei Leiter, von denen der eine mit der Erde, der andere mit einem Elektroskop verbunden ist, so ladet sich das letztere. Verbindet man die Leiter mit einem Galvanometer, so zeigt dasselbe einen Strom, den „Flammenstrom“, an. Als einer der Leiter kann dabei der Brenner, bez. die Lampe dienen, aus denen die Flamme herausbrennt.

Diese elektrische Ladung und Strombildung kann von drei Ursachen herrühren:

1) Indem der eine der Leiter glüht, der andere nicht, wobei event. nach Elster und Geitel an ersterem die Flammengase (positiv) elektrisch werden, und ihre Elektricität durch Convection auf den anderen Leiter übertragen können;

2) Indem die Zusammensetzung der sich stets erneuernden Gase der Flamme an beiden Leitern verschieden ist, und in Folge dessen durch die erhitzten gut leitenden Flammengase ein Strom entsteht, welcher auch noch durch die verschiedene Temperatur der Leiter beeinflusst sein kann;

3) Indem event. durch den Verbrennungsprocess selbst in der Flamme Elektricität erregt wird.

Diese verschiedenen Ursachen sind schwer aus einander zu halten, da ihre Wirkungen vereint auftreten. Wir wollen die durch die erste Erregung in der Flamme erzeugten Ströme der Kürze halber als thermische Erregungen und Ströme, die durch die zweite als Contactströme [2]) bezeichnen.

---

[1]) In Betreff der Theorie von Giese, bei welcher er auch in der Luft eine Art Elektrolyse durch den hindurchgehenden Strom annimmt, welche die Eigenschaften derselben für längere Zeit abändert, ebenso in Bezug auf die mathematische Behandlung und die Bestimmung der Glaswiderstände verweisen wir auf die Originalabhandlung. — [2]) Nach Braun (Pogg. Ann. 154, p. 481, 1875*).

b. Thermische Erregungen in der Flamme. Ziemlich rein thermischen Ursprungs sind die elektrischen Erregungen in der Flamme bei folgenden Versuchen. 1237

Senkt man zwei gleiche Drähte in zwei gleich heisse und chemisch gleich beschaffene Stellen der Flamme, wobei kein Strom entsteht, und bewirkt, dass der eine derselben heisser wird, indem man ihn dünner nimmt, als den anderen, so entsteht ein Strom vom heissen zum kälteren Draht durch die zwischen ihnen befindliche Flammenschicht. Dies entspräche dem Verhalten der Gase, indem das an dem heisseren Draht vorbeistreifende Gas sich positiv, der Draht also negativ ladet.

1238 Dasselbe geschieht nach Buff[1]), wenn man zwei auf horizontalen Glasplatten befestigte Platindrähte aufbiegt und so an die Flamme bringt, dass sie sich dem Flammenkegel von aussen anschliessen. Sind beide ausser der Flamme, oder beide in ihrem blauen Saume, so entsteht zwischen ihnen ein Strom vom heisseren zum kälteren. Eine ähnliche Erscheinung zeigt sich, wenn man zwei Platindrahtspiralen an zwei entsprechenden Punkten in die Flamme einsenkt, wo wegen ihrer gleichen Temperatur zwischen ihnen kein Strom entsteht. Erhitzt man den einen der Drähte durch eine Löthrohrflamme bis zum Weissglühen, so entsteht ein Strom von dem erhitzten zum nicht erhitzten Draht durch die Flamme. Hierbei könnten indess auch die Gase der Löthrohrflamme elektromotorisch wirken.

Würde man die Temperatur der Drähte dadurch abändern, dass man den einen z. B. in den Raum ausser der Flamme, den anderen in dieselbe brächte, so träten die Contactströme zu den thermischen Strömen hinzu.

1239 c. Contactströme. Dass neben den thermischen Strömen auch die oben mit dem Namen Contactströme bezeichneten Ströme auftreten, zeigt der folgende Versuch.

Senkt man von unten in den inneren dunkeln Theil der Flamme einen Draht, und nähert der Flamme von aussen einen zweiten Draht, so entsteht ein Strom von innen nach aussen durch die Flamme. Wird der äussere Draht selbst in den Saum der Flamme eingeschoben und dadurch zum Glühen erhitzt, so bleibt die Richtung des Stromes unverändert; der zwischen den verschieden heissen Drähten entstehende thermische Strom wird also von dem Contactstrom überwogen. Erst wenn der äussere Draht in den leuchtenden Theil der Flamme eintritt, kehrt sich die Richtung zu Gunsten des thermischen Stromes um.

---

indem der früher gebrauchte Name „Flammenströme" für die gesammten Ströme in der Flamme gebraucht wird.

[1]) Buff, l. c.

1240 Ein Analogon für diese Erscheinungen bietet folgender Versuch von Buff (l. c.) dar. Man schiebt in das Innere einer an ein Glasrohr geblasenen Glaskugel einen Platindraht ein, welcher nirgends das Glas berührt, erhitzt die Kugel in einer Weingeistflamme und nähert ihr von aussen einen zweiten Draht. Sowie der letztere glüht, ladet sich ein mit dem inneren Draht verbundenes Elektroskop positiv, so dass also ein Strom positiver Elektricität vom heissen zum kalten Draht durch das Glas geht. Füllt man aber die Glaskugel mit Weingeist, stellt sie mit dem Ende ihres Glasrohres in Weingeist, erhitzt die Kugel in der Weingeistflamme, und nähert nun einen Draht von aussen, so entsteht ein Strom von dem inneren, Weingeist haltenden Raum der Kugel zu dem äusseren Draht, welcher sich somit positiv ladet, selbst wenn er stärker erhitzt ist, als der in der Kugel befindliche.

Zum Theil kann durch diese Resultate ein älterer Versuch von Becquerel[1]) eine Erklärung finden. Er umgab ein Glasrohr mit einer Platinspirale und senkte in dasselbe einen Platindraht. Beim Erhitzen in einer Weingeistlampe erwies sich der Draht in dem Rohre bei Ableitung der Platinspirale an einem Condensator positiv elektrisch. Auch hier kann die mit Weingeistdampf umgebene Spirale gegen den im Inneren des Rohres mit Luft umgebenen Platindraht elektromotorisch wirken. Indess können dabei auch noch die verschiedenen Temperaturen der Spirale und des Drahtes von Einfluss sein.

1241 Aehnliche Versuche hat auch Gaugain[2]) angestellt.

Bringt man in zwei 15 bis 20 cm lange, unten geschlossene Glasröhren Platindrähte, von denen der eine zur Erde abgeleitet, der andere mit einem Elektroskop verbunden ist, füllt in die eine Röhre eine kleine Menge Weingeist, und berührt oder nähert auch nur in einer Flamme die unteren Glaskuppen der Röhren einander, so erhält man am Elektroskop eine Ladung, welche anzeigt, dass der im lufthaltigen Rohre befindliche Draht sich mit positiver Elektricität, der in dem mit Weingeistdampf erfüllten Rohre mit negativer geladen hat. Man kann die Glasröhren auch erst nach dem Auslöschen der Lampe an einander bringen. — Sind beide Röhren mit Weingeistdampf erfüllt, so erhält man, wenn beide gleich heiss sind, keine Ladung des Elektroskopes. Wendet man statt der Luft Sauerstoff, statt des Weingeistdampfes Aetherdampf, Stickstoff, Kohlensäure, Wasserstoff, Wasserdampf an, und Drähte von Gold, Silber, Kupfer, Eisen, so giebt der in Sauerstoff befindliche Draht dem Elektroskop eine positive Ladung.

Enthält das eine Rohr sauerstoffhaltige Gase, das andere Luft, so zeigt der Draht im ersten negative Elektricität, wenn das Gas wenig,

[1]) Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. 23, p. 149, 1823*. — [2]) Gaugain, Compt. rend. 37, p. 83, 584, 653, 1853*.

etwa $^1/_{100}$ Sauerstoff enthält, bei grösserem Sauerstoffgehalt desselben dagegen positive Elektricität.

Diese Combinationen stellen demnach, wie es scheint, wirkliche Gaselemente dar, in welchen die Erregerplatten mit den betreffenden heterogenen Gasen beladen sind und als Zwischenleiter das erhitzte Glas, oder auch noch die zwischen den Glasröhren befindliche heisse Luft der Flamme dient.

Enthalten beide Röhren Luft, die eine einen Platindraht, die andere einen Eisendraht, so ladet sich letzterer negativ; bei Wiederholung des Versuches nimmt die Grösse der Ladung ab, wenn beide Röhren offen sind. Ist indess das den Eisendraht enthaltende Rohr unten und oben geschlossen, so kann man den Versuch beliebig oft mit gleichem Erfolg wiederholen. Vermuthlich nimmt hierbei der Eisendraht der ihn umgebenden Luft bei dem ersten Erhitzen den Sauerstoff, so dass die Zusammensetzung der Gase in beiden Röhren dadurch verschieden wird. Bringt man beide Drähte in dasselbe Glasrohr und erhitzt sie darin, so erhält man keinen Strom, da jetzt beide von gleichem Gase umgeben sind.

**1242** Ganz ähnliche elektromotorische Erregungen, hervorgebracht zum Theil durch die thermische Wirkung, zum Theil durch die Verschiedenheit der Zusammensetzung des die Flamme bildenden Gases und des Brennmaterials an den ausserdem verschieden heissen Elektroden, treten ein, wenn man in einzelne Theile der Flamme, welche verschieden hoch über dem Niveau des Brennmaterials liegen, oder in einen Theil der Flamme und das Brennmaterial selbst Drähte einsenkt, den einen oder den anderen derselben ableitet, und den nicht abgeleiteten Draht mit dem Elektroskop verbindet.

Wenn man demgemäss[1]) eine kupferne Schale, in welcher Alkohol brennt, mit einem Elektroskop verbindet, so wird dasselbe positiv geladen. Ein in die Flamme gesenkter Metallstreif führt dagegen dem Elektroskop negative Elektricität zu. Dieselben Resultate liefert ein brennender Papierstreifen.

**1243** Hankel[2]) hat die verschiedenen, diese elektromotorische Erregung bedingenden Ursachen in einer Weingeistflamme näher untersucht. Ein in den Weingeist einer isolirten Weingeistlampe eingesenkter Draht wurde mit einem Hankel'schen Elektroskop verbunden, und die Elektricität der Flamme durch Bleche abgeleitet, welche in verschiedener Höhe in dieselbe eingesenkt wurden.

Legt man ein Platinblech unmittelbar auf den Docht einer nicht

---

[1]) Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. **27**, p. 14, 1824*; Pogg. Ann. 2, p. 202*. — [2]) Hankel, Pogg. Ann. **81**, p. 213, 1850*; Abhandl. d. Königl. Sächs. Gesellsch. d. Wissensch. **7**, p. 1, 1859*; Pogg. Ann. **108**, p. 146, 1859*.

brennenden Weingeistlampe, so ladet sich der in der Lampe befindliche Draht, sei er von Platin, Gold, Silber u. s. f., negativ. Seine Ladung sei *a*. So ergab sich:

| | | | |
|---|---|---|---|
| *a*. Platin \| Platin . . . | 0,07 | *a*. Platin \| Eisen . . . . | — 0,60 |
| *a*. Platin \| Gold . . . . | — 0,37 | *a*. Platin \| Aluminium | — 1,25 |
| *a*. Platin \| Silber . . . | — 0,32 | *a*. Platin \| Zink . . . . . | — 1,4 |
| *a*. Platin \| Kupfer . . | — 0,45 | | |

Hebt man das Blech mitten in der Flamme in die Höhe, so subtrahirt sich von der eben erwähnten Spannung *a* die elektrische Erregung *c* des Bleches in der Flamme, welche eine Bewegung der positiven Elektricität von dem heissen Blech zur Lampe, durch die Flamme von oben nach unten bedingt. Die jetzt eintretende Ladung *b* des Drahtes nimmt mit dem Heben des Bleches ab und kann auch den umgekehrten Werth annehmen. Bei weiterer Entfernung von dem Docht tritt die Erregung *c* wieder zurück, und die elektrische Ladung nähert sich mehr der beim Auflegen des Bleches auf den Docht erhaltenen. Durch Beobachtung der Werthe *a* und *b* kann man den Werth $c = a - b$ berechnen. Der Werth *c*, welcher nur von der Einwirkung der heissen Flamme auf das Platinblech herrührt, muss bei Anwendung verchiedener Drähte zur Ableitung der Elektricität des Alkohols in der Lampe derselbe bleiben. Er war bei Drähten von Gold, Silber, Kupfer, Eisen, Aluminium 1,62 bis 1,79. Nur bei Platin und Zink war er 1,40 und 1,31.

Wurden dagegen verschiedene Metallbleche an Stelle des Platinbleches in die Flamme gebracht, so war:

| | | | |
|---|---|---|---|
| *c*. Gold . . . . . . . | 0,67 | *c*. oxydirtes Eisen . . . | 0,97 |
| *c*. Platin . . . . . . | 1,06 | *c*. oxydirtes Kupfer . . | 0,98 |
| *c*. Palladium . . . | 0,82 | *c*. Coaks . . . . . . . . . | 0,9 |
| *c*. Silber . . . . . . | 0,90 | | |

Bei gleicher Temperatur des in der Flamme befindlichen Körpers hat seine Gestalt und Masse keinen Einfluss auf die elektromotorische Erregung durch dieselbe.

Mit der Grösse der Flamme wächst die in ihr erzeugte Elektricitätsmenge, ebenso mit der Lebhaftigkeit der Verbrennung, z. B. bei neuen und alten Dochten oder wenn dieselbe durch Schrägstellung des oberen Bleches, künstlicher Einführung von Luft u. s. f. gesteigert wird.

**1244** Ist der Körper in der Flamme durch künstliche Mittel auf constanter Temperatur erhalten, wie z. B. ein mit Eiswasser gefüllter Platintiegel, so ändern sich die elektrischen Erregungen in verschiedenen Stellungen desselben in der Flamme nicht, da nun die Erregung *c* verschwindet. Letzteres zeigt sich nach Hankel auch, wenn man zwei aus isolirten Gefässen ausfliessende und mit Elektroskopen verbundene Wasserstrahlen in verschiedener Höhe durch die Flamme hindurchleitet.

Aus demselben Grunde bemerkte Becquerel zwischen einem in einer Weingeistlampe glühenden Platintiegel und dem durch Eis abgekühlten Weingeist der Lampe einen von oben nach unten durch die Flamme gehenden Strom, welcher bei Füllen des Tiegels mit Eis verschwand, da vermuthlich die nun zurückbleibende Erregung $a$ zu klein war, um bei den von ihn angewandten Methoden beobachtet zu werden [1]).

Wendet man mit Wasser gefüllte ⌊förmige Röhren mit capillarer Oeffnung als Elektroden an, so ist die neben der Flamme in der heissen Luft befindliche positiv gegen die in der Flamme [2]).

**1245** Ganz ähnliche Versuche, wie Hankel für die Weingeistflamme, hat Kollert [3]) für einen Bunsen'schen Brenner ausgeführt, auf welchen Röhren von verschiedenem Metall resp. Kohle aufgesetzt wurden. In der Flamme befand sich eine Platindrahtspirale. Dabei ergab sich die elektromotorische Kraft z. B. bei 50 bis 100 mm Höhe der Spirale, als abwechselnd die Spirale oder der Brenner mit einem Hankel'schen Elektrometer verbunden und der andere Theil jedesmal abgeleitet wurde:

| | Fe | Sn | Pt | C | Cu | Pb | Zn |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 50 mm | 1,70 | 1,50 | 1,39 | 1,36 | 1,27 | 1,17 | 0,72 |
| 100 mm | 1,39 | 1,09 | — | 0,97 | 0,90 | 0,86 | 0,35 |

Der Strom geht von der heissen Platinspirale abwärts zum Brenner.

Nach einiger Zeit des Brennens verschiebt sich die Stellung von Cu, Fe, Zn zuerst etwas nach der positiven Seite, wohl in Folge der Erwärmung, dann werden sie in Folge der Oxydation negativer.

Die Differenz der Beobachtungen bei 50 und 100 mm Höhe ist im Mittel 0,36; die Spirale wird also in den tieferen Theilen der Flamme positiv gegen eine Spirale in den höher gelegenen Theilen.

**1246** Auch eine aus einer abgeleiteten Messingöffnung [4]) brennende Wasserstoffflamme ertheilt einer sie umgebenden Platindrahtspirale oder einem über ihr befindlichen Platinbleche [5]) positive Elektricität, welche wächst, wenn dasselbe der Spitze der Flamme genähert wird. Beim Einsenken in die Flamme nimmt die Erregung ab und kehrt sich etwa auf der Hälfte der Höhe um.

**1247** Verbindet man zwei in die Flamme an nicht einander correspondirenden Stellen eingesenkte Drähte, oder einen in der Flamme befindlichen und einen in den Weingeist der Lampe eingesenkten Draht mit einem Galvanometer mit langem Draht (Hankel benutzte ein Spiegelgalvanometer

[1]) Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] **42**, p. 412, 1854*. — [2]) Elster und Geitel, Wied. Ann. **16**, p. 203, 1882*. — [3]) Kollert, Wied. Ann. **21**, p. 244, 1884*. — [4]) Pouillet, Ann. de Chim. et de Phys. **35**, p. 410, 1827*; Pogg. Ann. **11**, p. 426*. — [5]) Hankel, Pogg. Ann. **108**, p. 225, 1850*.

mit Doppelnadel und einem Multiplicator von 9960 Windungen), so erhält man darin Ströme, welche vollständig den im vorigen Paragraphen angegebenen elektroskopischen Erscheinungen entsprechen. Dieselben können also hierbei durch die Flamme von dem oberhalb befindlichen heisseren Draht zum unterhalb liegenden kälteren oder in der Lampe befindlichen oder auch umgekehrt fliessen [1]).

Beim Einsenken von Platinspiralen in eine Löthrohrflamme erhielt Grove [2]) Ströme, die von der der Oeffnung des Löthrohres näheren, weniger heissen zu der entfernteren, weissglühenden Spirale liefen, also den von Hankel beobachteten Spannungen entgegengerichtet waren. Waren die Drähte gleich weit von der Oeffnung, so war der heissere Draht positiv. Hier überwog also der thermische Strom.

Dasselbe tritt bei folgendem Versuch ein.

Brennt eine Gasflamme aus einem glühenden Platinrohr, so ist sie überall positiv, gleichviel, welche Elektroden man in sie hinein- oder an sie heranbringt. Die Elektricitätserregung durch den Contact des Gases mit dem glühenden Platinbrenner ist demnach so bedeutend, dass sie durch die Erregungen an den eingesenkten Elektroden nicht compensirt wird [3]).

**1248** Auch wenn man aus einem isolirten, mit dem Goldblatt des Elektrometers *G* verbundenen Bunsen'schen Brenner *B* eine Flamme herausbrennen lässt, und sich hierbei der heisse Brennerrand entgegengesetzt wie die Flammengase *F* ladet, nehmen letztere als, wenn auch schlechte Leiter ihre Elektricität mit sich fort und der Brenner erhält allmählich das Maximum seiner Ladung, welche den elektromotorischen Kräften $F|B + B|G$ plus der Influenz seitens der Luftelektricität entspricht [4]). Diese Werthe sind z. B., wenn der Brenner besteht aus:

| Zn | Pb | C | Cu | Pt | Fe | Sn |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 1,12 | 1,63 | 1,69 | 1,73 | 1,86 | 2,11 | 2,20 |

Die Differenzen derselben stimmen, wie vorauszusehen, im Allgemeinen mit den Differenzen der mit den gleichen Brennern und einem stets in gleicher Höhe in die Flamme eingesenkten Platindraht erhaltenen überein.

**1249** In der Querrichtung der Flamme zeigen sich ganz analoge Erscheinungen, wie in der Längsrichtung, da auch hier die Temperatur und die Zusammensetzung der Flammengase variirt.

Schiebt man zwei bis auf ihr Ende mit Glasröhrchen bedeckte Platinstäbchen in derselben Höhe in die Gasflamme eines wohl isolirten Bunsen'schen Brenners von 4 mm Weite mit Platinblechöffnung ein, so wächst

---

[1]) Hankel, l. c. — [2]) Grove, Phil. Mag. [4] 7, p. 47, 1854*. — [3]) Elster u. Geitel, Wied. Ann. 19, p. 612, 1883*. — [4]) Kollert, l. c.

bei grosser Entfernung derselben von einander die elektromotorische Kraft, und zwar namentlich (von 12 auf 192), wenn die eine Elektrode in die heisse Luftschicht neben der Flamme gebracht wird. Letztere Elektrode ist dabei positiv [1]).

Um die Vertheilung der Spannung im Querschnitt einer Bunsen'-schen Gasflamme zu bestimmen, schiebt Kollert [2]) einen horizontalen Platindraht bis zur Axe der Flamme vor, zieht ihn dann allmählich um je 1 mm zurück und misst jedesmal die Spannung gegen den Brenner. Aus der Differenz folgt, dass im Allgemeinen in den verschiedenen Querschnitten der Flamme zwei Maxima der Spannung vorhanden sind, das eine an dem röthlichen Saume des blauen inneren Kegels, das andere an dem röthlichen Saume der äussersten sichtbaren Flammengrenze, also an den Orten der Temperaturmaxima. Ueber den Spitzen der Kegel findet sich nur noch ein einziges Maximum. — Aehnlich verhält sich eine Weingeistflamme. **1250**

Bei einer leuchtenden, aus einem Rundbrenner heraus brennenden Gasflamme existirt ein mit der Grenze des leuchtenden Theiles zusammenfallendes Hauptmaximum und ein kleineres an der Grenze des kaum sichtbaren Mantels, ein schwaches auch an der Grenze des im Inneren der Flamme sichtbaren, von dem Brenner aufsteigenden dunkeln Kernes.

Bringt man zwei Platindrähte in verschiedener Höhe und in nicht einander entsprechende Schichten in die Flamme [3]), so treten je nach der Temperatur und Zusammensetzung derselben verschiedene Verhältnisse ein. So ist bei einer Weingeistflamme, wenn die obere Elektrode nahe der Spitze die ganze Flamme durchzieht, die untere ihrer Basis nur genähert oder bis zur Mitte in sie hineingeschoben wird, letztere zunehmend positiv; wird sie bis ganz an die andere Seite der Flamme geschoben, so verschwindet die Elektricität. Wird bei letzterer Lage die obere Elektrode allmählich aus der Flamme herausgezogen, so ist sie im Gegentheil zunehmend positiv. **1251**

Aehnlich verhält sich eine Gasflamme [4]). Bei Einsenken einer unteren Elektrode von Platin, einer oberen von verschiedenen Metallen, so dass erstere bis zur Mitte der Flamme, letztere durch sie hindurch bis zu ihrer entfernteren Seite hindurchging, ergaben sich folgende elektromotorische Kräfte:

| Au, Pt, Ag | Fe | Cu | Al | Na | Mg |
|---|---|---|---|---|---|
| 150 | 170 | 200 | 300 | 320 | 500 |

wenn die elektromotorische Kraft des Daniell'schen Elementes $D = 100$ ist.

[1]) Elster u. Geitel, Wied. Ann. **16**, p. 197, 1882*. — [2]) Kollert, Wied. Ann. **21**, p. 251, 1884*. — [3]) Elster und Geitel, Wied. Ann. **16**, p. 199, 711, 1882*. — [4]) Elster und Geitel, l. c., siehe auch eine Polemik zwischen Elster und Geitel, Wied. Ann. **22**, p. 123, 1884 und Kollert, ibid. p. 456*.

Wurde die untere Elektrode mit Lösung von Chlorcalcium, Chlorkalium oder mit Wasser benetzt, so sank die elektromotorische Kraft.

Wurde in verschiedenen Flammen die untere Elektrode der Basis genähert und die obere hineingeschoben, so waren die elektromotorischen Kräfte:

| Bunsen | Leucht-Gas, Stearin, Spiritus | Magnesium | Schwefelkohlenstoff |
|---|---|---|---|
| 180 bis 200 | 150 bis 200 | 20 bis 30 | 85 bis 100 |

1252 Ausser den thermischen und den Elektricitätserregungen beim Contact der Flammengase mit von aussen hineingebrachten glühenden Körpern sollen sich nach Elster und Geitel[1]) auch die Flammengase bei der Berührung mit den in ihnen selbst beim Verbrennungsprocess abgeschiedenen, festen, glühenden Partikelchen positiv laden, während letztere negativ werden. Hierauf sollte es nach ihnen beruhen, dass sich ein isolirter nicht glühender Bunsen'scher Brenner beim Herausbrennen der Flamme ebenso positiv ladet, wie ein der Flamme von oben oder von der Seite genähertes Platinblech. Die negative Elektricität der Partikelchen soll hier mit dem aufsteigenden Luftstrome zur Erde abgeleitet werden, die positive der benachbarten heissen, leitenden Gase sich auf die Elektroden übertragen. (Ist der Brenner glühend, so ladet er sich in Folge des Contactes mit dem heissen Gase negativ, letzteres positiv s. o.)

Diese Erregung wird durch Einstreuen von Eisenpulver, Einbringen von Kochsalz in die Flamme gesteigert, indess nur wenn letzteres auf der der genäherten Elektrode zugekehrten Seite der Flamme geschieht, da die heisse geladene Luft die glühenden Partikelchen berühren muss.

Bei Anwendung von Weingeistflammen zeigt sich dasselbe, nur muss event. die Elektricitätserregung beim Contact des Metalles der Lampe mit dem Weingeist berücksichtigt werden.

1253 Dass auch vollkommen nicht leuchtende Flammen sich positiv laden, glauben Elster und Geitel[2]) auf die nicht sichtbare Existenz glühender fester Theilchen, resp. auf den Contact der heissen Luft mit glühenden Gasen schieben zu können, wonach die freilich noch besonders zu erweisende Hypothese aufgestellt wird, dass Gase nicht nur im Contact mit glühenden festen und flüssigen, sondern auch mit glühenden gasförmigen Körpern sich positiv laden.

Jedenfalls bedarf es weiterer Studien in diesem Gebiete.

1254 Die erwähnten Erscheinungen können auch noch complicirend zu den thermischen Erregungen der Flamme durch den Contact der Flammengase mit glühenden Elektroden hinzutreten.

---

[1]) Elster und Geitel, Wied. Ann. 19, p. 612, 1883*. — [2]) Elster und Geitel, l. c.

Ein Beispiel hierfür liefert der folgende Versuch. Bringt man eine kleine abgeleitete und eine grosse, mit dem Elektrometer verbundene Elektrode in die Flamme, so kann nach Elster und Geitel erstere die negative Elektricität der sie treffenden glühenden Partikelchen nicht vollständig ableiten; in Folge dessen können sie beim Auftreffen auf die grössere Elektrode letztere noch negativ laden. Bei umgekehrter Verbindung kann die Ableitung vollkommen sein, so dass nun die kleinere Elektrode überwiegend von den positiv geladenen Flammengasen getroffen wird und somit positiv erscheint. So erscheint nach Henrici[1]) ein dünner weissglühender Draht gegen einen dicken rothglühenden positiv geladen.

Deshalb zeigen auch Elektroden in der Flamme selbst bei grossen Temperaturdifferenzen keine bedeutende Potentialdifferenz. Wird auch bei Ableitung der glühenden Elektrode die andere positiv, so wird sie doch durch den Contact mit den negativen glühenden Theilchen in der Flamme wieder grösstentheils entladen. Befindet sie sich aber in der umgebenden heissen Luft, so kann dies nicht eintreten.

An diese Versuche schliesst sich eine Anzahl bereits alter Versuche, aus denen man auf eine Eigenelektricität der Flamme geschlossen hat. **1255**

Lässt man eine Wasserstoffflamme zwischen zwei entgegengesetzt elektrisirten Kugeln brennen, so wird sie zur negativen hingezogen[2]). Pouillet schloss hieraus, dass der Wasserstoff beim Verbrennen an seine Umgebung negative, der sich mit ihm verbindende Sauerstoff positive Elektricität abgebe, was aber nicht durch den Versuch bewiesen ist. Flammen von Alkohol, Aether, Wachs, Oelen, Fetten, Leuchtgas geben dieselben Resultate. Die Flammen von Kohlenoxyd und Schwefel, Dämpfe von Phosphorsäure, schweflichter und Benzoësäure gehen zur positiven Kugel; russende Flammen setzen den Russ an der negativen Kugel ab[3]).

Werden einer isolirten Glasflamme von beiden Seiten zwei entgegengesetzt geladene Condensatorplatten genähert, so wenden sich zwei Spitzen nach oben und unten zur negativen Platte, und eine mittlere Ausbauchung zur positiven. — Ist die Flamme nicht isolirt, so biegt sie sich, wenn sie klein ist, nur mit zwei Spitzen zur negativen Platte; sonst ist das Phänomen dasselbe, wie vorher[4]).

Sehr gut eignet sich für diese Versuche die Influenzmaschine, ohne Benutzung von Condensatoren und Leydener Flaschen. Ein Inductorium ist wegen der alternirenden Ladungen nicht zweckmässig zu verwenden.

Man kann nach Herwig[5]) auch zeigen, namentlich wenn man einer ganz kleinen Flamme von oben einen verticalen positiven oder negativen **1256**

[1]) Henrici, Pogg. Ann. **79**, p. 476, 1850*. — [2]) Brande, Phil. Trans. 1814, p. 1*; Gilb. Ann. **52**, p. 375*. — [3]) Reitlinger und Kraus, Wien. Ber. **46** [2] p. 367, 1863*. — [4]) Neyreneuf, Ann. de Chim. et de Phys. [5] **2**, p. 473, 1874*. — [5]) Herwig, Wied. Ann. **1**, p. 516, 1877*. Vergleiche auch Neyreneuf, Compt. rend. **76**, p. 1000, 1351, 1873, **78**, p. 950, 1875*.

Draht nähert, dass namentlich die oberen und äusseren Theile der Flamme von dem negativen Conductor, die inneren Flammentheile dagegen von einem positiven Conductor angezogen werden.

Unter dem negativen Drahte, resp. einer negativen Kugel wird die Flamme niedergedrückt [1]).

In ähnlicher Weise hat Neyreneuf [2]) beobachtet, dass wenn eine Flamme aus einem Metallbrenner herausbrennt, sie sich verlängert oder verkürzt, je nachdem der Brenner positiv oder negativ elektrisirt wird.

1257 Analoge Versuche hat Holtz [3]) angestellt, indem er an dem einen Conductor der Influenzmaschine einen Metallbrenner befestigte, den anderen ableitete. Bei kleineren Flammen bemerkt man bei positiver Elektrisirung eine Verjüngung, bei negativer eine Verdickung, wobei im ersten Falle die Flamme etwas schwächer, im zweiten Falle kaum schwächer leuchtet und russt. Dabei flackern die Flammen bei einer gewissen Stärke der Ladung und zeigen rhythmische Bewegungen. Bei starker Elektrisirung biegen sich die leuchtenden Theile einer aus einem negativen Brenner kommenden Flamme zum Brenner abwärts; aus einem positiven nicht.

Wird der Flamme aus grösserer Entfernung ein abgeleiteter Metallstab genähert, so wird sie angezogen. Bei kleiner Entfernung wird eine aus einem positiven Brenner herausbrennende Flamme in der unteren Hälfte abgestossen, in der oberen angezogen, so dass sich um den Stab in der Mitte der Flamme eine Ausbuchtung bildet, von der von oben her eine Spitze zum Stabe geht. Ganz oben legt sich die Flamme um den Stab herum.

Eine aus einem negativen Brenner hervortretende Flamme wird nur an der Spitze schwach abgestossen. Ist sie bei starker Elektrisirung des Brenners rückläufig, so wird der rückgängige Theil abgestossen, der vorwärts gehende schwach angezogen.

Stellt man in die mittlere Oeffnung eines Rundbrenners ein cylindrisches Blech, welches über die Flamme hinausragt, so weicht die Flamme bei der Elektrisirung nach der Seite. Ist der Brenner positiv, so kehrt sie nur an der Spitze zu dem Blechcylinder zurück; ist er negativ, so wendet sie sich schon auf halber Höhe wieder demselben zu und theilt sich dann in zwei Hälften. Ohne den Blechcylinder wendet sich die Flamme im letzteren Falle in den Brenner hinein [4]).

---

[1]) Neyreneuf, l. c. — [2]) Neyreneuf, Ann. de Chim. et de Phys. [5] 2, p. 499, 1874*, 8, p. 511, 1876*. Werden hierbei in dem Metallrohre, durch welches das Gas hindurchgeht, zwei Spitzen angebracht, welche mit den Polen eines Inductoriums verbunden sind, so erhält die Flamme Erweiterungen und Einschnürungen in Folge der diruptiven Entladungen, welche nicht bis zur Funkenbildung zu gehen brauchen. — [3]) Holtz, Carl's Rep. 17, p. 69, 1881*; Beibl. 5, p. 367*. — [4]) Siehe auch Neyreneuf, l. c.

Aehnliche Erscheinungen zeigen sich, wenn man auf dem Brenner oben eine kreisförmige horizontale Blechplatte anbringt [1]).

1258 Diese Erscheinungen ergeben sich daraus, dass bei grösserer Annäherung an den elektrischen Brenner der Stab mehr oder weniger stark influenzirt wird und die entgegengesetzte Elektricität wie der Brenner annimmt. Ist er bei positivem Brenner negativ, so zieht er die positiven Gase der Flamme an; ist er bei negativem Brenner nahe demselben stark positiv, so stösst er sie ab. In weiterer Entfernung verschwindet die Influenz mehr und mehr und die positiven Gase neigen sich zu dem durch ihre eigene Influenz negativ geladenen Stabe hin.

1259 Nähert man elektrisirte Spitzen einer Leuchtgasflamme, so können sich die Anziehungen und Abstossungen mit den Wirkungen des von ihnen ausgehenden elektrischen Windes combiniren, so dass sich z. B. von einer grossen Flamme einer seitlich von aussen genäherten Spitze die blauen, heissesten Theile zuneigen, die oberen Theile fortgeblasen werden.

Auf eine Wasserstoffflamme ist nach Neyreneuf eine positive Spitze ganz wirkungslos, die negative zieht sie an; eine Kohlenoxydflamme zeigt ähnliche Erscheinungen wie die Leuchtgasflamme, ebenso eine Alkohol-, Schwefel-, Kohlenstoff- und Terpentinflamme mit geringen Modificationen.

1260 Die Ursache der Erregung der Flammenströme ist verschieden gedeutet worden. Matteucci [2]) war geneigt, vorzüglich dem Wasserdampf in der Flamme die elektromotorische Thätigkeit zuzuschreiben; derselbe soll dabei wie ein Elektrolyt wirken. Da am unteren Ende der Flamme mehr oxydirbare Substanzen, Wasserstoff und Kohlenstoff, am oberen Ende mehr Sauerstoff vorhanden ist, so sollte hierdurch eine elektromotorische Erregung zwischen den an beiden Stellen eingesenkten Drähten statthaben, und der Strom durch den Wasserdampf geleitet werden. Werden die beiden Drähte nach dem Auslöschen der Lampe in Wasser getaucht, so zeigt der zwischen ihnen auch jetzt noch in derselben Richtung, wie in der Flamme, entstehende Strom, von dem oberhalb in dieselbe eingesenkten zu dem unterhalb befindlichen Draht, die Polarisirung der Drähte an. — Grove [3]) glaubt der Mitwirkung des Wasserdampfes nicht zu bedürfen, sondern meint, da in Folge der allmählichen Abnahme der oxydirbaren Substanzen der Flamme (Wasserstoff und Kohlenstoff) und Zunahme des Sauerstoffs von unten

[1]) Holtz, l. c. Siehe ebendaselbst Versuche über die Anziehung einer Flamme durch die negative Elektrode zwischen zwei entgegengesetzt elektrisirten Hohlscheiben, und über die Abstossung zweier aus gleichnamig elektrisirten Brennern brennenden Flammen, wo bei negativer Elektrisirung die rückläufigen oberen Theile sich anziehen. Bei ungleichnamigen Brennern mischen sich die Flammen nicht. — [2]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. [4] 8, p. 399, 1854*. — [3]) Grove, Phil. Mag. [4] 7, p. 47, 8, p. 403, 1854*.

nach oben der chemische Process der Verbrennung in der Flamme eine bestimmte Richtung erhalte, so müsse schon in Folge dieser Ursachen ein Strom entstehen, dessen Intensität zunehme, wenn man entferntere Theile der Flamme mit einander verbinde; eine Ansicht, die mit unseren sonstigen Erfahrungen über die Stromesbildung nicht übereinstimmt. — Henrici[1]) endlich suchte die Ursache der elektromotorischen Erregung in der Flamme nur in ihrer Reibung am Metall. — Jedenfalls wird man indess, wie wir es im Vorhergehenden zu thun gesucht, die verschiedenen Ursachen der elektrischen Wirkung der Flamme aus einander halten müssen; einmal die ungleiche Zusammensetzung der Gase der Flamme an verschiedenen Orten, so dass beim Einsenken zweier gleich warmer Drähte in dieselben sich ein förmliches Gaselement mit der Flamme als gasförmigem Zwischenleiter bildet; dann aber auch die verschiedene Temperatur der Flamme an verschiedenen Orten, wodurch die Elektroden verschieden erhitzt werden. — Anzunehmen ist jedenfalls, dass die durch letztere Ursache entstehende elektrische Differenz nicht dem Temperaturunterschiede allein zuzuschreiben ist, sondern dass auch durch die ungleiche Temperatur der Elektroden, wie auch beim Einsenken von ungleich warmen Metallen in elektrolytische Flüssigkeiten, die elektrischchemischen Beziehungen der in der Flamme befindlichen Drähte zu den sie umgebenden Gasen, ebenso auch die Dichtigkeit der auf ihnen condensirten Gase und mithin die elektromotorischen Kräfte sich ändern. — Ausserdem könnte dann noch vielleicht die §. 1220 und 1252 erwähnte Reibung der Gase an glühenden Körpern in oder ausserhalb der Flamme ihre Ladung mit positiver Elektricität verursachen.

**1261** d. Unipolare Leitung der Flamme. Wir schliessen an diese Beobachtungen die Untersuchung der unipolaren Leitung an, welche die Flamme brennender Körper zeigt[2]).

Sind beide Pole einer Säule mit Elektroskopen verbunden, und berührt man den einen oder anderen derselben oder beide zugleich mit den Flammen von isolirten Weingeistlampen, so behalten die Goldblättchen der Elektroskope ihre Divergenz. Dagegen werden die Elektricitäten derselben völlig abgeleitet, wenn die Lampen (von Metall) mit dem Erdboden verbunden sind. Wird der eine Pol mit der abgeleiteten Flamme berührt, so zeigt das Elektroskop am anderen das Maximum der Spannung.

Werden die Leitungsdrähte beider Pole gemeinschaftlich in eine Flamme gesenkt und ist sie isolirt, so behalten beide Elektroskope fast ganz ihre Divergenz, wie wenn die Flamme nicht leitete. Wird dagegen die Flamme selbst ableitend mit dem Erdboden verbunden, so wird bei hinlänglicher Oberfläche der Elektroden das Elektroskop am positiven

---

[1]) Henrici, Pogg. Ann. 79, p. 476, 1850*. — [2]) Erman, Gilb. Ann. 11, p. 150, 1802; 22, p. 14, 1806*.

Pol völlig entladen, während das am negativen das Maximum der Ladung zeigt. Während also die Weingeistflamme der positiven Elektricität freien Abfluss gestattet, bietet sie dem Eintritt der negativen einen bedeutenden Widerstand dar.

Die Flamme des Weingeistes ist also positiv unipolar.

Die Leuchtgasflamme, die Flammen von Aether, von Oelen, Bernstein, Kampher, Harz, Wachs, Talg, Wasserstoff verhalten sich ebenso, die Flamme des Phosphors ist dagegen nach Erman negativ unipolar, die des Schwefels leitet gar nicht.

Als indess Hittorf[1]) Schwefel und Phosphor in einem eisernen Tiegel mit einem durch eine 5 mm weite Oeffnung durchbohrten Deckel mittelst einer isolirten Lampe zum Sieden erhitzte, die Dämpfe unter einem Zugrohre entzündete und die Leitungsdrähte (beim Phosphor von Eisen) seiner 400 paarigen Chromsäurebatterie in die Flammen einsenkte, blieb die Divergenz der mit den Leitungsdrähten verbundenen Goldblattelektroskope ungeändert, als ein Ableitungsdraht zugleich in die Flamme gesenkt wurde. Sowie aber durch eine Glasröhre in die Axe der Flamme Luft geblasen wurde, fielen die positiven Goldblättchen stark zusammen.

1262 An die in die Flamme einer Kerze gesenkten Leitungsdrähte setzen sich die darin umherschwimmenden Russ- und Kohletheilchen an, und zwar an den positiven Draht, aus welchem sich die Elektricität leichter in der Flamme verbreitet, in fein verzweigten Dendriten, welche in Folge des aufsteigenden Luftzuges hauptsächlich nach oben hin fortwachsen. Diese Russdendriten treten am negativen Draht weniger hervor. Sie sind zuerst von Ritter[2]) beobachtet worden.

1263 Leitet man die Flamme einer Weingeistlampe durch einen Platindraht ab, welcher in gleicher Höhe mit den Poldrähten eines Zinkkohlenelementes in dieselbe eintaucht, so besitzen die letzteren gegen den ersteren keine elektrische Differenz. — Dennoch wird der positive Poldraht entladen. Indess ist die Entladung nicht ganz vollständig und der negative Draht zeigt nicht das volle Maximum der Spannung. Bei der Einschaltung eines Galvanometers in den Schliessungskreis des Elementes beobachtet man einen, wenn auch sehr schwachen Strom, so dass die Flamme also ganz wenig leitet.

Dass die Flamme ein wenig die negative Elektricität leitet, zeigt auch folgender Versuch von Andrews[3]): Man verbindet den positiven Pol einer Säule mit einem Platindraht $a$, der vermittelst eines Korkes in eine Glasröhre voll Weingeist eingesenkt ist, in welche andererseits gleich-

---

[1]) Hittorf, Pogg. Ann. 136, p. 233, 1869*, Jubelband, p. 435, 1874*. — [2]) Ritter, Gilb. Ann. 9, p. 337, 1801*. — [3]) Andrews, Phil. Mag. 9, p. 176, 1836*; Pogg. Ann. 43, p. 310*.

falls durch einen Kork ein Platindraht *b* eingeführt ist, und bringt den Draht *b* sowie den negativen Poldraht der Säule in eine Flamme. Bei Ableitung der letzteren zur Erde steigt der Ausschlag der Goldblättchen des mit dem positiven Pol verbundenen Elektroskopes und sinkt der Ausschlag der Blättchen des Elektroskopes am negativen Pol der Säule, weil die Ableitung des positiven Poles durch den schlecht leitenden Alkohol und die Flamme geringer ist, als die Ableitung des direct mit der Flamme verbundenen negativen Pols.

**1264** Leitet man die Flamme, in welche man die Poldrähte einer Säule eingesenkt hat, nicht direct ab, sondern durch einen in den Weingeist gesenkten Draht, in welchen vielleicht noch eine Säule eingefügt ist, die ihm eine gewisse Ladung ertheilt, oder bringt man die Poldrähte in verschiedenen Höhen oder an verschieden heissen Stellen in die Flamme, so addiren sich die hierbei auftretenden elektrischen Differenzen unmittelbar zu der Differenz zwischen den Poldrähten vermöge des unipolaren Verhaltens der Flamme.

Sind die Polflächen in der Flamme ungleich, benutzt man z. B. verschieden grosse und lange Platinbleche und Drähte, so nimmt mit dem Wachsen der positiven Polfläche die Ladung derselben auf Null ab, der negative Pol erhält nach und nach das volle Maximum der Ladung. — Wird die negative Polfläche vergrössert, so vermehrt sich die Spannung am positiven und vermindert sich die am negativen Pol[1]).

**1265** Schaltet man in den Schliessungskreis einer Säule, deren Poldrähte von Platin in eine Bunsen'sche Gasflamme gesenkt sind, ein empfindliches Galvanometer ein, so zeigt letzteres einen Ausschlag, der unabhängig ist von dem Abstande der Elektroden, so lange die negative Elektrode an derselben Stelle bleibt und die positive Elektrode überhaupt in dem heissen Flammenkegel verbleibt. — Verschiebt man dagegen die negative Elektrode, so wächst der Ausschlag sehr bedeutend, wenn sie in die heisseren Stellen, unmittelbar über dem inneren kalten Kegel, gelangt. Dies ist wieder ein Beweis, dass der Widerstand für den Durchgang der Elektricität fast ausschliesslich an der negativen Elektrode zu suchen ist und gegen denselben der Widerstand der Flamme zwischen der positiven und negativen Elektrode fast verschwindet.

**1266** Bringt man daher auf das Ende der einen oder anderen Elektrode von Platin eine Perle von kohlensaurem Kali, so wird hierdurch, wenn sie sich auf der negativen Elektrode befindet, die Flamme sehr viel leitender, der Strom viel intensiver, als wenn sie sich auf der positiven Elektrode befindet. Da im ersteren Falle der Widerstand an der negativen Elektrode wesentlich verringert ist, tritt jetzt der Widerstand

---

[1]) Andrews, l. c. Hankel, l. c.

der Flammengase zwischen den Elektroden mehr hervor, die Stromintensität nimmt bei Annäherung der positiven Elektrode an die negative zu [1]).

Diente z. B. bei den §. 1226 beschriebenen Versuchen die obere Platinöse in der Flamme als negative Elektrode und waren beide Oesen leer, so betrug in einem speciellen Falle die Ablenkung am Spiegelgalvanometer 2,2 mm, war die obere Oese mit einer Perle von kohlensaurem Kali versehen und diente sie als positive Elektrode, so blieb dieselbe fast ungeändert, diente die Oese als negative Elektrode, so betrug sie 280 bis 320 mm. Aehnliche Resultate ergaben sich bei anderen Versuchen, so dass der Widerstand an der negativen Elektrode etwa 300/2,2 bis 1 = 135 mal so gross sein müsste, als der der übrigen Flammenbahn.

Wurden die Flammenstrahlen zweier isolirt aufgestellter Bunsen'scher Gebläselampen an ihrer Basis gegen einander geführt, so dass sie oben in einem Winkel von 60° divergirten, und in beide Platinösen gebracht, so blieb der Ausschlag des Galvanometers so gut wie gleich, als nur auf die negative, oder als auf beide Oesen eine Perle von kohlensaurem Kali gebracht wurde. An der positiven Elektrode besteht hiernach kaum ein ähnlicher Uebergangswiderstand wie an der negativen [2]).

**1267** Entsprechend vermindert die Vergrösserung der Polfläche den Widerstand der Flamme namentlich an der negativen Elektrode. So erhielt Hankel an einem empfindlichen Spiegelgalvanometer die Ausschläge 34 und 294, als er eine Weingeistflamme in den Schliessungskreis eines Bunsen'schen Elementes einschaltete, und der Strom der positiven Elektricität erst von der grossen zur kleinen Oberfläche und dann umgekehrt floss [3]).

**1268** Verbindet man die Poldrähte der Säule einerseits mit dem Alkohol der Lampe und andererseits mit einem in der Flamme befindlichen Leiter, während die Flamme selbst abgeleitet ist, so treten wiederum die elektromotorischen Erregungen der verschiedenen Leiter in der Flamme complicirend zu den einfacheren Erscheinungen hinzu; stets jedoch beobachtet man, mit Rücksicht auf die verschieden grossen Zuleitungsflächen, einen leichteren Uebergang der positiven Elektricität in die Flamme. Die Stellung des Leiters in der Flamme hat auf diesen Uebergang keinen Einfluss.

**1269** Dabei ist zu berücksichtigen, dass ein an verschiedenen Stellen in die Flamme gesenktes Blech die Flamme verschieden gut ableitet. Dies zeigt sich in folgenden Versuchen. Verbindet man den einen Pol einer

---

[1]) Hittorf, l. c. — [2]) Hittorf, Pogg. Ann. Jubelbd. p. 435, 1874*. — [3]) Andrews, Hankel, auch Hittorf, l. c.

[illegible] in die
[illegible] Ablei-
[illegible] positive Pol
[illegible] eine ge-
[illegible] fast die
[illegible] die positive
[illegible] negative.
[illegible] der Flamme
[illegible] man dabei die
[illegible] verschiedene

Erregung in der Flamme erzeugte elektromotorische Kraft, welche sich zu den betrachteten Erscheinungen hinzufügt, subtrahirt.

1271 Nach diesen Versuchen erklärt Hankel die unipolare Leitung der Flamme durch einen gewissen „Uebergangswiderstand", welchen die negative Elektricität mehr als die positive bei ihrem Eintreten in die Flamme erleide. Dieser Uebergangswiderstand würde an der Eintrittsstelle der Elektricitäten in die Flamme auftreten, da z. B. in dem zuletzt beschriebenen Versuche die Entfernung des Ableitungsdrahtes von den Poldrähten der Säule ohne Einfluss ist. In Folge dieses Uebergangswiderstandes giebt, wie erwähnt, eine Säule, deren Elektroden symmetrisch in eine Flamme eintauchen, einen Strom von stärkerer Intensität, einen viel grösseren Ausschlag an einem in ihren Schliessungskreis eingefügten Galvanometer, wenn die negative Elektrode eine grosse, die positive eine kleinere Oberfläche besitzt, jene z. B. ein Platinblech, diese ein Platindraht ist, als im umgekehrten Falle. Mit wachsender elektromotorischer Kraft der Säule würde der Widerstand am negativen Pol wachsen müssen.

Dieser überwiegende Uebergangswiderstand für die negative Elektricität entspricht dann ganz demjenigen an der negativen Elektrode eines mit verdünnten Gasen gefüllten Entladungsrohres.

1272 Die Unipolarität der Flamme kann nicht von einer Polarisation der Elektroden herrühren, da alternirende von einer 400 paarigen Chromsäurekette herrührende Ströme durch die Flamme zu einem Galvanometer geleitet, eine ebenso grosse Ablenkung geben, wie wenn die Ströme in gleicher Richtung fliessen[1]).

1273 Auch eine mechanische Bewegung der Flammengase in der einen oder anderen Richtung, welche etwa die leichtere Fortführung der positiven Elektricität beim Durchgange eines Stromes bedingen könnte, lässt sich nach Braun[2]) nicht nachweisen. Die Verbreitung von Metalldämpfen in derselben ändert sich dabei nicht. Auch folgen die Flammen, selbst wenn ein Strom von 7 Elementen hindurchgeht, nicht der Einwirkung eines Magnetes.

1274 Braun[3]) hat untersucht, ob die durch den Contact der Elektroden mit den verschieden zusammengesetzten Gasschichten der Flamme und letzterer unter einander erregten Ströme mit den Erscheinungen der unipolaren Elektricitätsleitung zusammenhängen. Die Anordnung der Versuche war dieselbe, wie bei der Untersuchung der Leitungsfähigkeit geschmolzener Salze (Bd. I, §. 560), nur war an Stelle der letzteren eine

---

[1]) Hittorf, l. c. — [2]) Braun, Wied. Ann. 3, p. 436, 1878*. — [3]) Braun, Pogg. Ann. 154, p. 481, 1875*.

Flamme eingefügt, in welche zwei horizontale Platindrähte von 40 bis 50 mm Länge und 0,5 bis 0,8 mm Dicke ragten, deren Enden zu vertical nach unten gekehrten, stets gleich geformten Oesen von 1, 2,6 und 3,45 mm Durchmesser umgebogen waren. Die Platindrähte waren an Holzklötzchen befestigt, die auf Glasplatten gekittet waren, welche sich wiederum auf einer aus Glasplatten dargestellten Parallelverschiebung vor- und rückwärts bewegen liessen. Durch eine Schraube konnte der Abstand der Oesen genau regulirt werden.

Wird die eine der Oesen mit einem Salz ($K_2CO_3$, $Na_2SO_4$, auch gemischt mit $MnO_2$, $Na_4P_2O_7$ u. s. f.) erfüllt, so geht der Flammenstrom durch die Flamme nach der reinen Oese und der Contactstrom überragt den thermischen Strom; andere Salze ($KNO_3$, $NaNO_3$, $Sr(NO_3)_2$) liefern den umgekehrten Flammenstrom. Dennoch hat ein durch die Flamme hindurchgeleiteter Strom, dessen elektromotorische Kraft diejenige des Flammenstromes nicht übersteigt, stets in der Richtung gegen den Contactstrom und meist auch gegen den gesammten Flammenstrom geringeren Widerstand, als in umgekehrter Richtung.

Zwischen einem grösseren Blech und einer kleinen Oese fliesst der Strom vom ersteren zur letzteren durch die Flamme (z. B. wenn dieselbe Kaliumdampf enthält); entsprechend dem obigen Satze leitet die Flamme einen äusseren Strom besser von der Oese zum Blech.

Dasselbe ergiebt sich, wenn eine untere Oese mit $K_2CO_3$ und eine obere reine in eine Flamme gebracht wird, so dass letztere kälter bleibt. Es entsteht ein Contactstrom von ersterer zu letzterer. Wurde die reine Oese in sehr heisse Theile der Flamme gehoben, so kehrte sich der Flammenstrom um. Stets leitete die Flamme einen äusseren Strom in der Richtung gegen den Flammenstrom am besten. Auch bei Erfüllung der Oesen mit zwei verschiedenen Salzen folgte dasselbe Resultat.

1275 Dass der Uebergangswiderstand an den in die Flamme gesenkten Elektroden nicht etwa dem Contactstrom selbst zuzuschreiben ist, folgt nach Braun l. c. schon daraus, dass, wenn derselbe beim Einbringen einer Oese mit $Na_2SO_4$ durch eine elektromotorische Kraft von — 0,2 Grove'schen Elementen compensirt wird, doch beim Hinzufügen von 9,9 Grove'schen Elementen in der Richtung des Contactstromes oder entgegengesetzt die Ablenkungen am Galvanometer verschieden sind (resp. + 15,3 und — 47,2). In einzelnen Fällen treten indess mit Steigerung der Stromintensität Umkehrungen der Richtung der Unipolarität ein, so z. B. wenn die Oesen mit $Na_2SO_4$ und $Na_4P_2O_7$ erfüllt sind, oder wenn die Flamme mit Metalldämpfen (Natriumdampf) imprägnirt ist, zuweilen auch bei reinen Oesen in einer reinen Flamme.

1276 Mit wachsender Grösse der Kathode nimmt ihr Widerstand nahezu umgekehrt proportional ihrer Oberfläche, d. h. proportional der Stromesdichtigkeit zu; indess lässt sich nicht erkennen, dass etwa der Wider-

stand aus einem constanten Theil, dem Widerstande $w$ des Flammenkörpers und einem mit der Kathodengrösse veränderlichen, der Stromesdichtigkeit proportionalen Uebergangswiderstand $k$ bestehe. Es wäre dann, wenn $E$ die elektromotorische Kraft ist, $i = E/(w + ki)$, also folgte $i$ bei wachsenden elektromotorischen Kräften $E$ dem Gesetze einer Parabel, was nicht mit der Erfahrung stimmt.

1277 Bei Ableitung von Zweigströmen aus der Flamme mittelst dünner Platindrähte und Vergleichung ihrer Intensität $i_z$ mit der des Hauptstromes $I$ erhält man, wenn $w_f$ der Widerstand des Flammentheils zwischen den Drähten, $w_z$ der Widerstand der Zweigleitung ist:

$$\frac{I}{i_z} = \frac{w_f + w_z}{w_z} = 1 + \frac{w_z}{w_f}.$$

$w_z$ ist ein von der Intensität $i_z$ unabhängiger Widerstand; $w_f$ wächst mit $i_z$, also müsste $I/i_z$ mit wachsender Stromstärke abnehmen. Indess zeigte sich nach Braun bei Ableitung eines Punktes nahe der mit schwefelsaurem Natron gefüllten, als Kathode dienenden, also geringen Widerstand bietenden Oese und directer Ableitung der reinen als Anode dienenden Oese das umgekehrte Verhältniss, es wuchs $w_z$, und zwar stärker als $w_f$. Also ist auch an der Anode ein mit der Stromesdichtigkeit erheblich wachsender Widerstand vorhanden.

1278 Wie schon Hittorf gefunden, ist der Widerstand von der Entfernung nahe unabhängig, wenn der durch die Flamme geleitete Strom zwischen einer reinen und mit Salz gefüllten Oese hindurchgeht, und letztere als Anode dient; ist sie Kathode, so vermindert sich der Widerstand bei Annäherung der Oesen.

Sind die Oesen in gleicher Höhe der Flamme, so fand hierbei Braun sogar eine Verminderung des Widerstandes bei weiterer Entfernung der Elektroden von einander.

Jedenfalls lässt sich also die Unipolarität nicht auf einen specifischen Widerstand an der Kathode zurückführen[1]), sondern wohl eher auf das zur Entladung der beiden Elektricitäten erforderliche verschiedene Potential, wie überhaupt die Leitung in der Flamme nicht mit der von Metallen, sondern mit der in verdünnten Gasen zu parallelisiren ist.

1279 Die Unipolarität der Flamme kann dazu dienen, von abwechselnd gerichteten Strömen die einen auszuschliessen. Verbindet man nach

[1]) Vgl. eine Polemik von Herwig (Wied. Ann. 1, p. 516, 1877*) hiergegen, welcher eine negative Eigenelektricität der heissen Flammentheile annimmt, (während Hankel überhaupt eine solche Eigenelektricität leugnet) durch welche der Eintritt positiver Elektricität aus der Anode in dieselbe erleichtert werden soll. Indess widerspricht dies den Beobachtungsresultaten. Eine Erwiderung von Braun, siehe ibid. 3, p. 436, 1878*, und dagegen Herwig, ibid. 4, p. 460, 1878*.

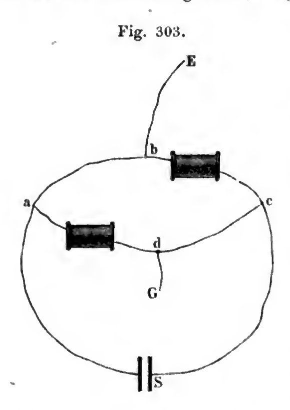
Fuchs[1]) das eine Ende einer Inductionsspirale mit der Erde und das andere mit dem Goldblatt eines Hankel'schen Elektrometers, so erhält man bei dem Schliessen und Oeffnen des inducirenden Stromes nach entgegengesetzten Richtungen vier Ausschläge $S_p$, $O_n$, $S_n$, $O_p$, die gleich gross sind. Wird aber die Leitung zum Elektrometer an einer Stelle unterbrochen und werden die Platinelektroden der Enden daselbst in eine zur Erde abgeleitete Flamme eingesenkt, so bleibt $O_p$ positiv und erscheint vergrössert. $S_n$ ist Null, $O_p$ ebenfalls oder schwach positiv, $S_p$ positiv, indess nicht vergrössert.

Die Ursache dieser Erscheinungen ist der schnellere Verlauf der Oeffnungsströme und die Unipolarität der Flamme, welche den Uebergang der Ströme $S_n$ zum Elektrometer hindert. Treten alternirende Ströme bei der Induction auf, so werden diejenigen, für die das in die Flamme gesenkte Ende der Inductionsrolle Kathode ist, ebenfalls aufgehalten und bei den Strömen $O_p$ gelangt nur die positive Elektricität zum Elektrometer, welcher mittlere stärkere Ausschläge zeigt; ebenso verhält es sich mit den Strömen $O_n$, denen die negative Elektricität entzogen wird.

Wird die Flamme nicht zur Erde abgeleitet, so bleibt die Richtung der Ausschläge, wenn auch nicht ihre Grösse, unverändert. Letztere ist namentlich bei $O_p$ sehr vermehrt.

Dass diese Erscheinungen nicht durch Polarisation der Elektroden in der Flamme bedingt sind, zeigte folgender Versuch. Befanden sich in der Flamme drei Platinelektroden *abc*, von denen *a* mit dem Elektrometer, *b* mit dem negativen Pol einer andererseits abgeleiteten 60 paarigen Kupferzinkkette, *c* mit der Erde verbunden war, so zeigte das Goldblatt nur einen geringen negativen Ausschlag. Wurde die Elektrode *a* plötzlich mit der Erde verbunden, so ging das Goldblatt des Elektrometers nur in die Ruhelage, statt durch die Polarisation auszuschlagen. — Auch könnte, wenn durch Verbindung mit der Säule die Elektrode *a* negativ geladen wird, positive Elektricität durch Influenz aus der Erdleitung in die Flamme übertreten. Indess, wenn sich wieder die drei Elektroden *a*, *b*, *c* in der Flamme befinden, von denen *c* mit der Erde, *a* mit dem Elektrometer verbunden ist, so entladet sich dasselbe sofort, wenn *b* mit dem freien Pol einer

Fig. 303.




[1]) Fuchs, Pogg. Ann. **155**, p. 252, 1875*.

andererseits abgeleiteten Zamboni'schen Säule verbunden wird, gleichviel ob der Pol positiv oder negativ ist.

1280 Auch in der inducirenden Spirale selbst hat Fuchs durch die Flamme alternirende Entladungen der Extraströme nachgewiesen. Er bedient sich dabei der Fig. 303 gezeichneten Drahtcombination, in welcher die Spiralen in den Zweigen $ab$ und $dc$ einander gleich sind, ebenso die Widerstände der vier Zweige $ab$, $bc$, $ad$, $dc$, und unterbricht die Leitung von $d$ zum Goldblatt durch eine zur Erde abgeleitete Flamme. Die Oeffnungsausschläge waren dann stets positiv, in welcher Richtung der primäre Strom auch floss. Sie wuchsen beim Einlegen von Eisendrähten in die Spiralen. Die Schliessungsausschläge waren Null oder sehr schwach positiv.

1281 Sind die zwischen den Elektroden in der Nähe oder in der Flamme vorhandenen Spannungen grösser, so können auch Funken durch sie hindurchgehen. Dabei ist nach Macfarlane und Rintoul[1]) die zur Entladung von einer Metallplatte zu einem Bunsen'schen Brenner erforderliche Potentialdifferenz grösser, wenn die Platte negativ ist, ausser bei sehr kleinen Entfernungen. Sie ist grösser bei einer nichtleuchtenden Flamme bei kleineren, sehr viel kleiner bei grösseren Abständen als für die leuchtende, namentlich für die negative Ladung.

1282 Bei sehr starken elektromotorischen Kräften können in der Flamme Bogenentladungen auftreten, leichter, wenn die negative Elektrode in der Flamme mit Kaliumdampf umgeben ist; auch wenn die positive Elektrode in der äusseren umgebenden Luft sich befindet. Stets zeigt sich erst an der positiven Elektrode ein kleines Büschelchen, welches durch einen dunklen Raum von der Flamme getrennt ist; dann entsteht bei kleineren Entfernungen im dunklen Raume gelbes Licht und die Bogenentladung erscheint unter Schmelzen der positiven Elektrode. Bei umgekehrter Verbindung der Elektroden erscheint die Bogenentladung erst, wenn die nunmehr negative Elektrode in der Luft bis in den Flammensaum gebracht ist[2]).

---

[1]) Macfarlane u. Rintoul, Proc. Roy. Edinb. Soc. 1882, p. 567*; Beibl. 7, p. 53*. — [2]) Hittorf, l. c.

# VIII.

# ABSOLUTES MAASS

DER

# ELEKTRISCHEN CONSTANTEN.

---

57*

# Zurückführung der elektrischen Constanten auf absolutes Maass.

1283 Bereits früher haben wir als mechanische Einheit der Elektricitätsmenge diejenige angegeben, welche, auf einen unendlich kleinen Raum concentrirt, einer unendlich wenig ausgedehnten Masse Eins (der Masse eines Grammes), welche mit der gleichen Elektricitätsmenge Eins verbunden ist und sich in der Entfernung von 1 cm von der ersten befindet, die Beschleunigung Eins (1 cm) ertheilt.

1284 Das Ohm'sche Gesetz giebt sodann die Beziehung zwischen der Intensität $I$ eines galvanischen Stromes, der ihn erregenden elektromotorischen Kraft $E$ und dem Widerstand $W$ seines Schliessungskreises

$$I = \frac{E}{W}.$$

Wir können das Grundmaass zweier dieser drei Grössen beliebig wählen; dann ist das Grundmaass der dritten Grösse unmittelbar dadurch gegeben, dass wir noch feststellen, dass die Intensität desjenigen Stromes gleich Eins ist, dessen elektromotorische Kraft und Widerstand gleich Eins sind.

Wir können die verschiedenen Wirkungen des Stromes zur Feststellung der Einheiten der elektromotorischen Kraft und Intensität benutzen, aus diesen die Einheit des Widerstandes ableiten und mit den so gefundenen Einheiten die willkürlichen Maasseinheiten vergleichen, welche wir bisher angewendet haben.

1285 Wir haben schon an verschiedenen Stellen dieses Werkes derartige Grundmaasse aufgestellt und benutzt.

Das rationellste Grundmaass der elektromotorischen Kraft und Intensität ist jedenfalls das mechanische Maass, durch welches die

Constanten auf die §. 1283 erwähnte directe Wechselwirkung der elektrischen Massen zurückgeführt werden. Wir wiederholen der Vollständigkeit halber die Bd. I, §. 339 gegebenen Definitionen. Danach ist:

Die mechanische Einheit der elektromotorischen Kraft die Kraft einer Kette, welche die beiden, mit ihren Polen verbundenen Leiter so stark ladet, dass die Differenz der Potentiale der elektrischen Massen auf das Innere jener Leiter gleich Eins ist.

Bei Berechnung der Potentiale setzen wir die §. 1283 definirte Elektricitätsmenge gleich Eins.

Als mechanische Einheit der Stromintensität ist die Intensität eines Stromes zu setzen, in welchem in der Zeiteinheit (1 Sec.) durch jeden Querschnitt des unverzweigten Theiles des Schliessungskreises die Elektricitätsmenge Eins geführt wird.

Den Widerstand Eins in mechanischem Maass besitzt endlich ein Leiter, in welchem durch eine an seinen Enden wirkende elektromotorische Kraft Eins in der Zeiteinheit ein Strom von der Intensität Eins erzeugt wird.

**1286** Neben diesen rationellen Grundmaassen haben wir zunächst in diesem Werk noch einige empirische Grundmaasse verwendet.

Als empirische Einheit der elektromotorischen Kraft haben wir die elektromotorische Kraft einer Daniell'schen Kette „amalgamirtes Zink, neutrale concentrirte Zinkvitriollösung, concentrirte Kupfervitriollösung, galvanoplastisch niedergeschlagenes Kupfer“ gesetzt. Für diese Kette sind häufig andere Abänderungen der Daniell'schen Kette benutzt worden, so z. B. ist an Stelle der Zinkvitriollösung verdünnte Schwefelsäure verwendet worden, wodurch sich die elektromotorische Kraft derselben ein wenig ändert.

Als empirische Einheit des Widerstandes nahmen wir die Siemens'sche Einheit, d. h. den Widerstand einer Quecksilbersäule von 1 qmm Querschnitt und 1 m Länge bei 0° C.

Wir bezeichnen die in dieser Einheit ausgedrückten Widerstände durch die Beifügung der Buchstaben Q.-E. (Quecksilbereinheit) oder, da die Einheit zuerst von Werner Siemens eingeführt ist, mit S. E.

Die empirische Einheit der Stromintensität ist dann durch diese beiden Bestimmungen festgestellt; indem die empirische Einheit der elektromotorischen Kraft in einem Leiter von der empirischen Einheit des Widerstandes einen Strom von der empirischen Einheit der Intensität erzeugt.

**1287** Ausserdem können wir Definitionen für einzelne der Constanten aus allen möglichen Wirkungsäusserungen des Stromes ableiten. So hat man namentlich als chemische Einheit der Stromintensität die Intensität eines Stromes definirt, welcher in einer Secunde (oder auch einer Minute) 1 mg Wasser zersetzt. Andere Physiker nahmen für letztere

Menge 9 mg Wasser, so dass der Strom in einer Secunde 1 mg Wasserstoff entwickelt. Auch hat man weniger zweckmässig die Intensität eines Stromes als Eins (Jacobi'sche Einheit) bezeichnet, welcher 1 ccm Knallgas in einer Minute abscheidet.

Hält man als Definition der chemischen Einheit der Stromintensität die Zersetzung von 9 mg Wasser in einer Secunde fest und wählt als Einheit des Widerstandes die Siemens'sche Quecksilbereinheit, so kann man als chemisch empirische Einheit der elektromotorischen Kraft die elektromotorische Kraft einer Kette bezeichnen, durch welche in einem Schliessungskreise von der Einheit des Widerstandes ein Strom von der chemischen Einheit der Intensität erzeugt wird.

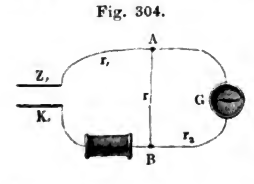
**1288** In dieser chemischen Einheit lässt sich z. B. nach den Versuchen von Buff (Bd. I, §. 679) die elektromotorische Kraft der Daniell'schen und Grove'schen Kette ausdrücken. Die elektromotorische Kraft dieser Ketten war daselbst $D = 4{,}207$ und $B = 7{,}136$ gefunden, wenn als Einheit des Widerstandes ein Neusilberdraht von 0,75 m Länge und 1,5 mm Durchmesser galt, dessen Leitungsvermögen 12,4 mal kleiner war, als das des Silbers. Da letzteres etwa 60 mal besser leitet als Quecksilber, so würde diese Widerstandseinheit 0,08771 mal grösser sein als die Siemens'sche Quecksilbereinheit. Als Einheit der Stromintensität $I$ galt ein Strom, welcher in der Minute 21,08 ccm (1,888 mg, also in der Secunde 0,03145 mg) Wasserstoff abscheidet. Diese Einheit ist also 0,3145 mal grösser, als die von uns gewählte. In den neuen Einheiten wäre mithin die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette

$$D = 4{,}207 \, . \, 0{,}08771 \, . \, 0{,}3145 = 0{,}0116.$$

Da für den Widerstand $R = 1$ die Intensität $I = D$ ist, so sind diese 0,0116 mg auch gleich der in der Secunde durch den Strom der Daniell'schen Kette aus Wasser abgeschiedenen Wasserstoffmenge, wenn der Gesammtwiderstand der Schliessung gleich einer Quecksilbereinheit ist.

**1289** Denselben Werth hat auch Raoult[1]) bestimmt. Der Strom mehrerer Daniell'scher Elemente $Z_1 K_1$, Fig. 304, wurde durch ein horizontales, 0,839 qmm im Querschnitt haltendes und 876,12 mm langes und mit Eis umgebenes Capillarrohr $r$ geleitet, dessen Enden in zwei weitere Glasröhren $A$ und $B$ mittelst Korken eingesetzt waren, die, ebenso wie das Capillarrohr, Quecksilber enthielten. Das Quecksilber in $A$ und $B$ wurde mit den Elektroden eines

Fig. 304.




[1]) Raoult, Ann. de Chim. et de Phys. [4] 2, p. 338, 1864*.

Galvanometers $G$ mit langem Draht verbunden, gegen dessen Widerstand der der übrigen Zweige der Leitung verschwand. In den die Säule enthaltenden Zweig war ein Rheostat eingefügt, durch welchen eine Zeit $t$ hindurch der Strom constant erhalten wurde. Es wurde die Intensität $I_1$ des Stromes daselbst und zugleich die in der Zeit $t$ in einem Element der Säule $Z_1 K_1$ abgeschiedene Kupfermenge $K_1$ bestimmt. Sodann wurde ein Daniell'sches Element nur durch das Galvanometer $G$ geschlossen und wieder die Intensität $I_0$ des Stromes gemessen.

Sind bei der ersten Schliessung die Widerstände der Zweige $A Z_1 K_1 B$, $AB$ und $A G B$ gleich $r_1$, $r$ und $r_2$, ist die elektromotorische Kraft der Säule $E$, so ist die Intensität $I_1$ des Stromes in dem die Säule enthaltenden Zweige

$$I_1 = I_2 \frac{r + r_2}{r}, \quad \text{resp.} \quad I_1 = I_2 \frac{r_2}{r},$$

da $r_2$ gegen $r$ sehr gross ist.

Scheidet der Strom $I_1$ in der Zeit $t$ die Kupfermenge $K_1$ ab, so scheidet der Strom $I_0$ in der Zeit Eins die Kupfermenge

$$K_0 = K_1 \frac{1}{t} \frac{I_0}{I_1} = K_1 \frac{1}{t} \frac{I_0}{I_2} \frac{r}{r_2}$$

ab. Wird dem Schliessungskreise des Daniell'schen Elementes statt des Widerstandes $r_2$ des Galvanometers, gegen welchen der des Elementes selbst verschwindet, der Widerstand Eins geboten, so steigt die Intensität auf das $r_2$fache und die abgeschiedene Kupfermenge ist

$$K = K_1 \frac{r}{t} \frac{I_0}{I_2}.$$

So betrug z. B. bei Anwendung einer Kette von vier Daniell'schen Elementen

$$I_0 = \sin 75^0 6' = 0{,}9664 \qquad I_2 = \sin 16^0 21' = 0{,}2815$$
$$K_1 = 1113 \text{ mg} \qquad t = 176 \text{ Minuten}$$
$$r = 1{,}043$$

Durch den Strom eines Daniell'schen Elementes, dessen Schliessungskreis den Gesammtwiderstand Eins (eine Quecksilbereinheit) besitzt, wird also in einer Secunde die Kupfermenge

$$K = 1113 \cdot \frac{0{,}9664}{0{,}2815} \cdot \frac{1{,}043}{176 \,.\, 60} = 0{,}377 \text{ mg}$$

abgeschieden. Als Mittel mehrerer Versuche ergiebt sich statt dieses Werthes der Werth 0,378 mg. Derselbe Strom würde aus 0,108 g Wasser in einer Secunde 0,012 mg Wasserstoff abscheiden, welcher Werth mithin die chemisch empirische elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette wäre.

**1290** Sehr viel einfacher lässt sich diese Bestimmung mittelst der Poggendorff'schen Compensationsmethode ausführen, wenn man den Strom einer Daniell'schen Kette durch den einer anderen Kette, z. B. einiger Bunsen'schen Elemente compensirt. Ist der Widerstand des Brückendrahtes in Siemens'schen Einheiten gleich $r$, die an der Tangentenbussole in demselben Zweige abgelesene Stromintensität $I$, so ist die elektromotorische Kraft (Bd. I, §. 627)

$$D = r I.$$

Leitet man vorher durch die Tangentenbussole und ein Kupfervitriolvoltameter einen Strom, so kann man die Ablenkungen an der Tangentenbussole direct auf chemische Einheiten reduciren. Auf diese Weise fand von Waltenhofen[1]) die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette im Mittel aus 14 Versuchen gleich 12,044, wenn als Einheit der Stromintensität ein Strom galt, der in einer Minute 1 ccm Knallgas, also in einer Secunde 0,000996 g Wasserstoff entwickelt. Für einen Strom, welcher in einer Secunde 1 mg Wasserstoff entwickelt, ist demnach die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette:

$$D = 12{,}044 \,.\, 0{,}000996 = 0{,}01204,$$

also dasselbe Resultat, wie Raoult und Buff erhalten.

Die elektromotorische Kraft der Grove'schen Kette ist hiernach in chemischen Einheiten nahezu gleich 0,020.

**1291** Statt dieser, auf heterogene Einheiten basirten Messungen der Stromesconstanten hat man dieselben auf ein einheitliches Princip zurückgeführt, indem man sich, gestützt auf die exacten Methoden von Gauss und Weber, zur Messung des Magnetismus nach absolutem Maass der elektromagnetischen Einheiten der Constanten des Stromes bedient.

Wir haben Bd. III, §. 350 u. f. angeführt, wie die durch elektromagnetische Apparate gemessenen Intensitäten der galvanischen Ströme auf ein gemeinsames elektromagnetisches Maass reducirt werden können. Als elektromagnetische Einheit der Intensität haben wir ebendaselbst nach diesem Maasse die Intensität des Stromes bezeichnet, welcher, um die Flächeneinheit kreisend, auf einen Magnetpol eben so wirkt, wie ein unendlich kleiner Magnet vom Moment Eins, dessen Axe auf seiner Ebene senkrecht steht.

Als elektromagnetische Einheit der elektromotorischen Kräfte setzen wir diejenige elektromotorische Kraft, welche von der Einheit der magnetischen Kräfte in einem geschlossenen Kreise inducirt wird, wenn derselbe sich so dreht, dass seine Projection auf eine gegen die Richtung der magnetischen Kräfte senkrechte Ebene sich in der Zeiteinheit um die Flächeneinheit verändert.

---

[1]) von Waltenhofen, Pogg. Ann. **133**, p. 462, 1868*.



Als **elektromagnetische Einheit des Widerstandes** bezeichnen wir endlich den Widerstand eines Schliessungskreises, in welchem die definirte Einheit der elektromotorischen Kraft einen Strom erzeugt, dessen Intensität in elektromagnetischem Maass ebenfalls gleich Eins ist [1]). — Als Einheitsmaasse sind dabei neuerdings das Centimeter, das Gramm und die Secunde gewählt.

**1292** Bei der Messung der Intensität $I$ der Ströme nach elektromagnetischem Maass durch die Tangentenbussole haben wir

$$I = \frac{R^3}{2\pi b^2} H tg \alpha$$

gefunden, wo $b$ der Radius des Kreisstromes, $R$ der Abstand seines Umfanges von der (kleinen) Nadel, $H$ die Horizontalcomponente des Erdmagnetismus ist. Da nun $H$ von den Dimensionen $[L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}]$ ist, wo $L$, $M$ und $T$ die Längen-, Massen- und Zeitdimensionen bezeichnen (vgl. Bd. III, §. 230), so ist die Intensität $I$ in elektromagnetischem Maass von der Dimension $[L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}]$.

Die elektromotorische Kraft, welche durch gleichförmige Aenderung der Projection eines z. B. um eine verticale Axe drehbaren geschlossenen Drahtkreises auf die Richtung der Horizontalcomponente des Erdmagnetismus um die Fläche $F$ in der Zeit $t$ inducirt wird, ist nach Bd. IV. §. 109 gleich $FH$, also die in der Zeiteinheit inducirte Kraft $E$ gleich $F.H/t$. Da $F$ von der Dimension $[L^2]$ ist, so folgt die Dimension der elektromotorischen Kraft $E$ gleich $[L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}]$. Da endlich nach dem Ohm'schen Gesetz der Widerstand $W = E/I$ ist, so ist die Dimension des Widerstandes gleich $[L T^{-1}]$, d. h. die gleiche, wie die einer Geschwindigkeit [2]).

**1293** Als praktische Einheiten hat man für die elektromotorische Kraft das $10^8$fache der elektromotorischen Einheitskraft, das Volt, für den Widerstand das $10^9$fache der elektromagnetischen Widerstandseinheit, das Ohm, und demgemäss für die Intensität das $10^{-1}$fache der Intensitätseinheit, das Ampère, hingestellt, so dass also ein Volt die elektromotorische Kraft ist, welche in einem Stromkreise vom Widerstande ein Ohm, die Stromintensität ein Ampère erhält [3]).

**1294** Früher nannte man die elektromagnetische Einheit der Stromintensität nach dem Vorgange von Latimer Clark, welchem auch andere englische Physiker, Fl. Jenkin, Everett u. A. folgten, ein „Weber“.

Indess ist die von W. Weber selbst aufgestellte elektromagnetische Einheit der Intensität von dieser Einheit verschieden. Er wählt als Einheiten der Länge, der Masse und der Zeit das Millimeter,

---

[1]) W. Weber, Elektrodyn. Maassbestimmungen, Th. II*. — [2]) Vergl. Rep. Brit. Assoc. 1863, p. 130, 1867*. — [3]) Congress der Elektriker zu Paris 1881*.

die Masse eines Milligramms und die Secunde, so dass, wenn wir mit g und mg die Masse eines Gramms oder eines Milligramms bezeichnen, seine Intensitätseinheit nach den oben angegebenen Dimensionen gleich $1\,mm^{1/2}\,mg^{1/2}\,sec^{-1}$ oder im C.-G.-S.-System gleich $cm^{1/2}\,g^{1/2}\,sec^{-1}\,10^{-2}$. Die Weber'sche Intensitätseinheit ist also zehnmal kleiner als ein Ampère, resp. ein früheres Weber.

Wegen der bei den gleichen Namen leicht möglichen Verwechslung hat der Congress der Elektriker für die nunmehr angenommene Intensitätseinheit $cm^{1/2}\,g^{1/2}\,sec^{-1}\,10^{-1}$ den Namen Weber mit dem von Ampère vertauscht.

**1295** Die in der Zeiteinheit durch einen jeden Querschnitt eines Schliessungskreises fliessende Elektricitätsmenge, dessen Widerstand ein Ohm ist und in dem die elektromotorische Kraft ein Volt wirkt, wird, im C.-G.-S.-System ausgedrückt, ein Coulomb genannt. Da die Intensität $I$ des Stromes gleich der Quantität $Q$ Elektricität ist, welche in der Zeiteinheit durch den Querschnitt fliesst, so ist die in der Zeit $T$ fliessende Elektricitätsmenge gleich $I\,.\,T$. Die Dimension der Quantität ist also gleich (Dim. $I$) $T = [L^{1/2} M^{1/2}]$. Ihre Einheit ist gleich $cm^{1/2}\,g^{1/2}\,10^{-1}$.

Die Capacität eines Condensators, der durch die elektromotorische Kraft ein Volt sich mit einer Elektricitätsmenge ein Coulomb ladet, wird ein Farad genannt.

Da die Capacität gleich der durch eine elektromotorische Kraft $E$ in den Condensator eingeführten Elektricitätsmenge $Q$ dividirt durch die dieselbe erregende elektromotorische Kraft ist, so ist die Dimension der Capacität (Dim. $Q$) / (Dim. $E$) $= [L^{-1}\,T^2]$. Da ferner die Einheit von $Q$ gleich $cm^{1/2}\,g^{1/2}\,10^{-1}$, die der elektromotorischen Kraft gleich $cm^{3/2}\,g^{1/2}\,sec^{-2}\,10^8$ ist, so ist die Einheit der Capacität gleich $cm^{-1}\,sec^2\,10^{-9}$.

**1296** Eine Zusammenstellung der so angenommenen Einheiten im C.-G.-S.-System ergiebt die Einheit

| | | |
|---|---|---|
| des Widerstandes . . . . . | 1 Ohm | $= 10^9\,cm\,sec^{-1}$ |
| der elektromotorischen Kraft | 1 Volt | $= 10^8\,cm^{3/2}\,g^{1/2}\,sec^{-2}$ |
| der Intensität . . . . . . | 1 Ampère | $= 10^{-1}\,cm^{1/2}\,g^{1/2}\,sec^{-1}$ |
| der Quantität . . . . . . | 1 Coulomb | $= 10^{-1}\,cm^{1/2}\,g^{1/2}$ |
| der Capacität . . . . . . | 1 Farad | $= 10^{-9}\,cm^{-1}\,sec^2$ |

Als derivirte Einheiten hat man die eine Million mal grösseren Einheiten mit dem Namen „Megohm", „Megavolt", die eine Million mal kleineren Einheiten mit „Mikrohm", „Mikrofarad" u. s. f. bezeichnet.

**1297** Ausser den im vorigen Paragraphen erwähnten Einheiten nimmt noch Clausius[1]) als Einheit der magnetischen Masse das „Weber" $10^8\,cm^{3/2}\,gr^{1/2}\,sec^{-1}$ an, welcher Namen früher für die 10 mal kleinere Einheit der Stromintensität, als das Ampère benutzt wurde (vgl. §. 1294).

[1]) Clausius, Wied. Ann. 16, p. 529, 1882*.

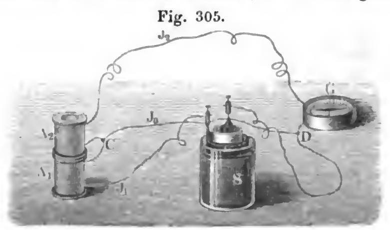


Setzt man als Einheit der Länge den Quadranten des Meridians $q = 1\,\text{m}.10^7$, als Einheit der Masse $p = 1\,\text{gr}.10^{-11}$, so fallen in dem neuen elektromagnetischen Undecimogramm-Hebdomometer-Secunden-System die Potenzen von 10 fort und es wird:

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 Ohm | $q\ s^{-1}$ | 1 Ampère | $q^{1/2}p^{1/2}s^{-1}$ | 1 Farad | $q^{-1}\ s^2$ |
| 1 Volt | $q^{3/2}p^{1/2}s^{-2}$ | 1 Coulomb | $q^{1/2}p^{1/2}$ | 1 Weber | $q^{3/2}p^{1/2}s^{-1}$ |

**1298** Die gegebene Definition der elektromotorischen Kraft schliesst zugleich die Bestimmung in sich, dass die Inductionsconstante gleich Eins ist. In der That hat schon Kirchhoff[1]) bei einer Bestimmung der Inductionsconstante auf dieses Verhältniss aufmerksam gemacht. Er verband zwei Spiralen $A_1$ und $A_2$, Fig. 305, welche auf einander inducirend wirkten, durch die Drähte $A_1CA_2$ und $A_2DA_1$ zu einem geschlossenen Kreise, in welchem bei $G$ ein Galvanometer, bei $S$ eine galvanische Säule

Fig. 305.




von der elektromotorischen Kraft $E$ eingeschaltet war. Verbindet man noch die Punkte $C$ und $D$ durch einen Draht $CD$, und sind die Intensitäten und Widerstände in den Stromzweigen:

$CD = I_0$ und $w_0$, $\quad CA_1SD = I_1$ und $w_1$, $\quad CA_2GD = I_2$ und $w_2$,

so ist nach den Kirchhoff'schen Gesetzen der Stromverzweigung:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{w_0}{w_0 + w_2} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 1)$$

Entfernt man jetzt die Spirale $A_2$ von $A_1$ um ein Bestimmtes, so wird in beiden Spiralen ein Strom inducirt. Die gesammte elektromotorische Kraft des in $A_2$ inducirten Stromes sei $e_2$, die des Stromes in $A_1$ sei $e_1$, die Intensitäten der durch diese Induction in den einzelnen Zweigen der Leitung inducirten Ströme seien $i_0$, $i_1$, $i_2$, dann ist:

$$i_2 = \frac{e_2(w_0 + w_1) + e_1 w_0}{w_0 w_1 + w_1 w_2 + w_2 w_0} \quad \ldots \ldots \quad 2)$$

Es sei $e$ die in $A_1$ bez. $A_2$ inducirte elektromotorische Kraft, wenn durch $A_2$ bez. $A_1$ bei der Bewegung ein Strom von der Intensität Eins flösse, dann ist: $e_1 = I_2 e$; $e_2 = I_1 e$, also nach 2 und 1, wenn ausserdem $w_0$ gegen $w_1$ und $w_2$ vernachlässigt werden kann: $i_2 / I_2 = e / w_0$.

[1]) Kirchhoff, Pogg. Ann. **76**, p. 412, 1849*.

Ist das Potential der Spiralen $A_1$ und $A_2$ auf einander, wenn durch beide ein Strom von der Intensität Eins fliesst, vor und nach der Bewegung gleich $V$ und $V_0$, ist die Inductionsconstante gleich $\varepsilon$, so ist $e = \varepsilon(V - V_0)$, und wenn die Spiralen in unendliche Entfernung von einander gebracht werden, dass $V_0 = 0$ ist, $e = \varepsilon V$, daher

$$\varepsilon = \frac{i_2}{I_2} \frac{w_0}{V}.$$

Die Werthe $i_2$, $I_2$, $w_1$ sind hier in beliebigen Einheiten gemessen.

1299 Der Werth $V$ lässt sich aus den Dimensionen der Spiralen berechnen. Zur Bestimmung des Werthes $i_2/I_2$ dient die folgende Betrachtung. Ist die horizontale Componente des Erdmagnetismus $H$, das Moment, das Trägheitsmoment und die Schwingungsdauer der Magnetnadel $M$, $K$ und $T$, das ihr durch den Strom Eins ertheilte Drehungsmoment $d$ und die durch den constanten Strom $I_2$ ihr ertheilte Ablenkung $\alpha$, so ist $HM\alpha = I_2 d$, oder da $HM = \pi^2 K / T^2$ ist,

$$\pi^2 K \alpha = T^2 I_2 d.$$

Wird die Nadel nach ihrer Ablenkung um $\alpha$ von dem momentanen Strom $i_2$ getroffen, so können wir annehmen, wenn $\alpha$ klein ist, dass der Strom $i_2$ auf die Nadel ebenso wirke, wie wenn sie sich in der Ruhelage befände. Wird dabei der Ausschlag um den Werth $\beta - \alpha$ vermehrt, so ist mit Berücksichtigung der Dämpfung der Schwingungen die der Nadel durch den momentanen Strom ertheilte Geschwindigkeit:

$$C = \frac{i_2}{K} d = (\beta - \alpha) \frac{\pi}{T} e^{\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{\pi}{\lambda}},$$

wo $\lambda$ das logarithmische Decrement der Schwingungen ist. So ergiebt sich:

$$\frac{i_2}{I_2} = \frac{\beta - \alpha}{\alpha} \frac{T}{\pi} e^{\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{\pi}{\lambda}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

Da bei den Versuchen nicht immer abgewartet wurde, dass die Nadel genau den Stand $\alpha$ angenommen hatte, so musste in $\beta - \alpha$ statt $\alpha$ der Werth $\alpha_1$ substituirt werden, welchem ihr Ausschlag zur Zeit des Inductionsstromes entsprach.

1300 Um den Widerstand $w_0$ des Drahtes $CD$ zu bestimmen, wurde derselbe bei einem zweiten Versuche vermittelst eines auf ihm verschiebbaren Quecksilbernäpfchens verlängert, so dass sein Widerstand $w'_0$ wurde.

Bezeichnen $I'_2$ und $i'_2$ die bei diesem Widerstande erhaltenen Intensitäten des primären und inducirten Stromes in dem Schliessungszweige $CA_2GD$, so ist nach Einsetzen dieser Werthe in die Gleichung 1):

$$\varepsilon = \frac{w'_0 - w_0}{\left(\frac{I'_2}{i'_2}\right) - \left(\frac{I_2}{i_2}\right)} \frac{1}{V} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 2)$$

Als Einheit der als Widerstände benutzten Kupferdrähte wurde der Widerstand eines Kupferdrahtes, als Einheit der Stromintensität die elektrodynamische Einheit gewählt. Dann ergab sich für diese Einheiten $\varepsilon = 1/192$ Quadratzoll.

Nähme man als Einheit der Geschwindigkeit für die durch die elektrodynamische Wirkung gegen einander bewegten Stromelemente die Geschwindigkeit von 1000 Fuss (313853 mm) in der Secunde; als Einheit des Widerstandes den eines Kupferdrahtes von einer Quadratlinie (4,75 qmm) Querschnitt und 0,434 Zoll (11,35 mm) Länge, so wäre die Inductionsconstante $\varepsilon$ gleich Eins.

**1301** Nach den Angaben Bd. III, §. 351 hat es keine Schwierigkeit, vermittelst der Tangentenbussole die Intensität eines Stromes in absolutem elektromagnetischen Maasse zu bestimmen. Besitzen wir daher irgend einen Draht, dessen Widerstand gleichfalls in elektromagnetischem Maass gemessen ist, so kann man die verschiedenen, in einen einfachen, einen beliebigen Elektromotor enthaltenden Schliessungskreis eingefügten Widerstände damit vergleichen, und dann durch Multiplication der Intensität des Stromes mit dem gesammten Widerstand auch die elektromotorische Kraft des Elektromotors in absolutem elektromagnetischen Maasse bestimmen.

Es handelt sich also zunächst um die Messung der Widerstände in elektromagnetischen Einheiten, resp. Herstellung einer solchen Einheit, des Ohm.

Hierzu muss man den Widerstand irgend eines Leiters in elektromagnetischem Maasse bestimmen, mit welchem man dann etwa einen Quecksilberetalon vergleichen und so zugleich die elektromagnetische höhere Widerstandseinheit, das Ohm, in Quecksilbereinheiten, d. h. in der Länge einer Quecksilbersäule von 1 qmm Querschnitt bei 0° C. ausdrücken kann. Nachher kann man auch andere Etalons von Neusilberdraht u. s. f. in gleichem Maasse herstellen.

**1302** Zu diesen Bestimmungen hat Wilhelm Weber zunächst folgende drei Methoden angegeben:

I. Ein Drahtkreis von bekannten Dimensionen wird um eine gegen die Richtung des Erdmagnetismus geneigte (verticale) Axe um einen Winkel gedreht und die Intensität des dadurch in ihm inducirten Stromes an einem Galvanometer von ebenfalls bekannten Dimensionen gemessen. Unter sonst gleichen Verhältnissen ist diese Intensität dem Widerstande der Leitung umgekehrt proportional.

II. Man versetzt einen Drahtkreis um seinen horizontalen oder verticalen Durchmesser in gleichförmige Drehung und bestimmt die Ablenkung einer in seiner Mitte schwebenden Magnetnadel in Folge der bei der Drehung im Drahtkreise durch den Erdmagnetismus inducirten Ströme.

III. In einem in sich geschlossenen Multiplicator von bekannten Dimensionen lässt man eine Magnetnadel oscilliren und bestimmt die Dämpfung ihrer Schwingungen.

Statt der Ausmessung der Dimensionen des Galvanometers bei der ersten Methode kann man nach F. Kohlrausch die Wirkung des Einheitsstromes in einem Multiplicator auf die Magnetnadel durch die Dämpfung ihrer Schwingungen bei geschlossenem Multiplicator bestimmen.

1303 Erste Methode von W. Weber. Das Princip dieser Methode ist das folgende: Die Spirale des „Inductors" umfasse einen Flächenraum $F$. Sie werde von einer Lage, in welcher ihre Windungsebenen mit der magnetischen Meridianebene zusammenfallen, plötzlich um $180^0$ gedreht. Ist $H_1$ die in elektromagnetischem Maasse gemessene Grösse der Horizontalcomponente des Erdmagnetismus, so ist die inducirte elektromotorische Kraft $E = 2\,HF$.

Der Inductor sei mit dem Multiplicator eines Galvanometers verbunden. Der Gesammtwiderstand der Schliessung sei $W$, dann ist die Stromintensität $I = 2\,HF/W$. Das von einem Strom von der Intensität Eins auf die Nadel des Galvanometers ausgeübte Drehungsmoment sei $D = 2\,n\,\pi\,M/r = G\,.\,M$, wo $M$ der Magnetismus der Nadel, $n$ die Zahl der Windungen, $r$ der reducirte Radius des Multiplicators, $G = 2\,n\,\pi/r$ ist. Ist ferner $k$ das Trägheitsmoment der Nadel, so ist die ihr durch den Inductionsstrom ertheilte Geschwindigkeit $C = ID/k$, oder bei Einführung der Werthe von $I$ und $D$:

$$C = \frac{2\,HF\,.\,G}{W}\,\frac{M}{k} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

Ist ferner $\zeta$ die Torsionsconstante des Aufhängefadens der Magnetnadel, $T$ die Schwingungsdauer derselben, wenn sie sich im Inductor befindet, so ist:

$$(1 + \zeta)\,MHT^2 = \pi^2 k,$$

also bei Einführung in Gleichung 1):

$$W = \frac{\pi^2}{T^2(1 + \zeta)}\,\frac{F\,.\,G}{C}.$$

Die Geschwindigkeit $C$ lässt sich unter Berücksichtigung der Dämpfung der Schwingungen der Nadel entweder aus ihrem Ausschlage bei einmaligem Umschlagen des Inductors, oder bei wiederholtem rechtzeitigen Umschlagen desselben nach der Multiplications- oder der Zurückwerfungsmethode bestimmen (vergl. Bd. III, §. 332 und 333).

1304 Nach dieser Methode hat zuerst W. Weber den Widerstand eines Schliessungskreises in elektromagnetischem Maasse bestimmt, wobei als Inductor ein sechseckiger, zwischen zwei verticalen Zapfen laufender Rahmen mit 145 Windungen von mit Wolle übersponnenem Kupferdraht

diente, welche einen Flächenraum von 104924000 qmm umschlossen. Die Enden des Drahtes waren durch den durchbohrten oberen Zapfen zu den Windungen der cylindrischen hölzernen Multiplicatorrolle von 303,51 äusserem Halbmesser und 202 mm Länge geführt, welche in 28 Lagen 1854 Drahtwindungen von zusammen 70,9 mm Dicke enthielt.

In dem Multiplicator, dessen Windungsebene mit der des Meridians zusammenfiel, schwebte an Coconfäden ein Messingbügel, der einen cylindrischen Stahlmagnet von 60 mm Länge und 6,2 mm Durchmesser trug. Seine Schwingungen wurden durch einen an ihm befestigten Spiegel mittelst der Spiegelablesung bestimmt, und dabei seine Schwingungsdauer durch angehängte Messinggewichte vermehrt.

Die Messungen geschahen mittelst der Zurückwerfungsmethode.

So fand z. B. Weber den absoluten Widerstand seines Schliessungskreises $216,6 \cdot 10^8$ cm/sec.

1305 Später hat Wilhelm Weber in Gemeinschaft mit F. Zöllner dieselben Versuche mit sehr vervollkommneten Apparaten wieder aufgenommen. Als Inductor und Galvanometer dienten zwei Rollen von mit Oel getränktem und mehrfach verleimtem alten Mahagoniholz von 1100 mm Durchmesser und 350 mm Höhe, welche mit 12 Lagen von je 66 Windungen von etwa 3 mm dickem, doppelt mit Baumwolle übersponnenen Kupferdraht umwickelt waren. Die Dimensionen der Windungen des Inductors waren: Innerer Radius 480,414, äusserer Radius 519,461, Breite 254,20 mm. — Diejenigen der Windungen des Multiplicators waren: Innerer Radius 480,32, äusserer Radius 520,797, Breite 254,20 mm.

Der Inductor liess sich leicht in 2 Secunden um 180$^0$ drehen. In den durch Bretter mit Fenstern abgeschlossenen inneren Raum der Multiplicatorrolle war an einem System von Coconfäden ein Magnetometerschiffchen mit zwei Spiegeln an den Enden eingehängt, welches Magnetstäbe von 100 oder 200 mm Länge enthielt. Die Ablenkungen der Magnetstäbe wurden von zwei auf beiden Seiten des Apparates befindlichen Beobachtern mittelst Scala und Fernrohr abgelesen. Bei den Versuchen diente sowohl die Zurückwerfungsmethode, als auch eine combinirte Multiplications- und Zurückwerfungsmethode. Als Mittel aus den Versuchen ergab sich der Widerstand des Inductors und Multiplicators gleich $10,75384 \cdot 10^{10}$ mm/sec, wobei mit dem längeren Magnet in Folge des grösseren Abstandes der Pole von der Drehungsaxe ein kleinerer Werth gefunden wurde [1]).

Die Versuche, angestellt in dem für die Aufstellung des Refractors früher verwendeten, vielfensterigen achteckigen Saal der Sternwarte auf der Pleissenburg in Leipzig, wurden nur als Vorversuche angesehen, da

---

[1]) W. Weber u. F. Zöllner, Ber. der Königl. Sächs. Ges. der Wissensch. 1880, p. 77*; Beibl. 5, p. 694*.

die Temperatur nicht hinlänglich constant erhalten werden konnte, äussere veränderliche magnetische Einflüsse nicht ausgeschlossen waren und die Aufstellung nicht genügend fest war.

Diese Versuche habe ich mit vervollkommneten Hülfsmitteln und in einem sehr ruhigen Local von sehr constanter Temperatur, einem zu ebener Erde gelegenen ehemaligen Klosterrefectorium in der Universität zu Leipzig wieder aufgenommen und zu Ende zu führen versucht. **1306**

Statt des Magnetsystems diente eine rhombische, mit ihrer Ebene vertical und ihrer Längsdiagonale horizontal in einen Messingrahmen eingeschraubte, magnetisirte Stahlplatte, vor der an dem Rahmen ein Glasspiegel befestigt war. Unten war an demselben ein horizontaler Metallstab angebracht, an welchem zur Veränderung des Trägheitsmomentes ringförmige Gewichte verschoben werden konnten. Dieses System hing in einem besonderen, in die Galvanometerrolle gesetzten, mit einer schräg gestellten Glasplatte vor dem Spiegel versehenen Holzkasten.

Die Drehungsaxen des Inductors und Multiplicators wurden mit Hülfe einer Wasserwage und durch Unterschieben sehr spitzer Holzkeile unter die die Rollen tragenden Stative horizontal gestellt. Die Einstellung der Rollen in horizontaler Richtung erfolgte durch Drehung derselben, bis das in ihnen befindliche Magnetsystem beim Hindurchleiten des gleichen Stromes nach beiden Seiten gleiche Ausschläge gab. Die Multiplicatorrolle wurde in dieser Lage durch geeignete Schraubvorrichtungen fixirt; die Inductorrolle mit Hülfe eines auf die Axe aufgesetzten rechtwinkligen Prismas um 90° gedreht, indem dabei erst in der erwähnten Stellung in der einen Kathetenfläche das Spiegelbild einer Scala mittelst eines Fernrohrs beobachtet und dann die Rolle gedreht wurde, bis dasselbe in gleicher Lage in der anderen Kathete erschien. Starke horizontale Messingschrauben, welche an einem unter der Inductionsrolle angebrachten horizontalen, kreisförmigen Brett angebracht waren und gegen einen Anschlag an dem Stativ des Apparates gegenschlugen, gestatteten, die Spirale aus dieser Lage genau um 180° und dann wieder zurückzudrehen. Diese Drehungen wurden plötzlich vorgenommen, während das Magnetsystem bei seinen von der Ruhelage beginnenden Schwingungen abwechselnd wieder durch dieselbe in der einen oder anderen Richtung hindurchging. Die Ablenkungen dabei wurden an etwa 4 m entfernten Glasscalen mittelst eines Fernrohrs beobachtet und die Drehungen des Multiplicators so oft wiederholt, bis die Schwingungsweiten die Grenzen der Scala erreicht hatten.

Ist $\zeta$ die Torsionsconstante der Aufhängung des Magnetsystems, $T_g$ und $T_i$ die Schwingungsdauer des Magnetsystems an der Stelle des Multiplicators und Inductors, $F$ die von den Windungen des Inductors umspannte Fläche, $G$ das Drehungsmoment des vom Strome Eins umflossenen Multiplicators auf das in ihm hängende Magnetsystem, $\lambda$ das

logarithmische Decrement des letzteren, $s_n$ der $n$te Gesammtschwingungsbogen (nach rechts und links zusammen) desselben, $x_0$ die Ablenkung des Magnetsystems beim ersten Anstoss, so ergiebt sich der Widerstand des aus Inductor und Multiplicator hergestellten Schliessungskreises:

$$W = \frac{2\pi}{1+\zeta} \frac{T_g}{T_i^2} F \cdot G \cdot \frac{2 - e^{-n\lambda} + e^{-(n+1)\lambda}}{1 - e^{-\lambda}} \frac{1}{s_n - x_0 (e^{-n\lambda} + e^{-(n+1)\lambda})} e^{\frac{\lambda}{\pi} \mathrm{arc}}$$

Auf diese Weise wurden je aus den sechs grössten Schwingungsbogen $s_n$ die Werthe $W$ und $x_0$ [1]) abgeleitet.

Die Bestimmung der Torsionsconstante $\zeta$ geschah durch Drehung des das Magnetsystem tragenden Torsionskopfes um eine bestimmte Anzahl Grade nach rechts und links und Beobachtung der Ablenkungen des Systems.

Die Fläche $F$ des Inductors wurde auf zwei Weisen bestimmt, einmal durch Messung des inneren und äusseren Umfanges der Umwindung an mehreren Stellen mittelst eines Bandmaasses von Stahl, sodann durch Messung des inneren und äusseren Durchmessers an drei um je 60° gegen einander geneigten Stellen mittelst des Kathetometers. Aus denselben Bestimmungen wurde das Drehungsmoment $G$ des Multiplicators auf den Magnet im Galvanometer berechnet, einmal, indem die Drahtmasse desselben als ein voller Metallring betrachtet, sodann, indem die Summe der Wirkungen der einzelnen Windungslagen genommen wurde.

Zur Bestimmung des Bogens $s_n$ bedurfte es der Messung des Abstandes der Fernrohrscala vom Spiegel des Magnets. Dieselbe geschah auf zwei Arten; einmal durch directe Bestimmung des Abstandes mittelst eines Stahlbandes mit Marken, deren Abstand durch das Kathetometer bestimmt war, und welches auf einer mit genau horizontalen Glasstreifen belegten Holzbank befestigt war. Auf den Enden des Bandes verschoben sich Schlitten mit Spitzen, welche bis zur Scala und zum Spiegel vorgeschoben wurden. Sodann wurde zwischen Scala und Spiegel genau in ihrer verticalen Mittelebene eine horizontale Hülfsscala aufgestellt und mittelst eines seitlich stehenden Kathetometers auf die Mitten des Fernrohrs und des Spiegels, sowie auf einzelne Punkte der Hülfsscala visirt, woraus wieder der Abstand zu berechnen war.

Die Schwingungsdauern $T_g$ und $T_i$ wurden direct, zugleich mit der Messung des logarithmischen Decrements $\lambda$ der Schwingungen, bestimmt, indem die Durchgänge verschiedener Punkte der Scala durch das Fadenkreuz des Fernrohrs gleichzeitig mit den Secunden einer mit einer Normaluhr verglichenen Pendeluhr an einem Hipp'schen Chronographen registrirt wurden. Dabei war es nöthig, das Magnetsystem von dem Galvanometer zum Inductor zu übertragen. Da indess dasselbe nach dem Wechsel eine längere Zeit brauchte, um eine constante Schwingungsdauer zu erreichen, wurde auch noch das Verhältniss der horizontalen Componenten

[1]) Wegen dieser Bestimmung von $x_0$ siehe die Originalabhandlung, Abhandl. der Berl. Akad. der Wissensch. 1884*.

des Erdmagnetismus an der Stelle des Galvanometers und des Inductors und somit auch der Zeiten $T_g$ und $T_i$ mittelst eines etwas abgeänderten Variometers nach F. Kohlrausch [1]) bestimmt.

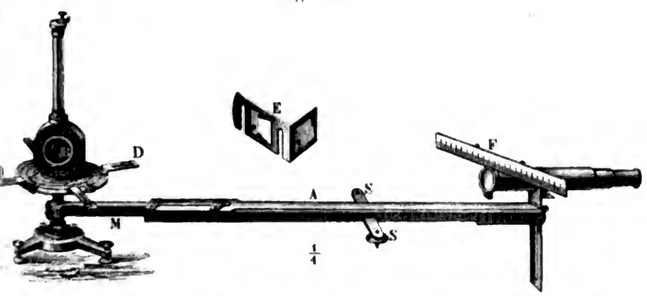
Die Versuche wurden zuerst mit den von W. Weber und F. Zöllner herrührenden Umwindungen, deren Zahl auf den beiden Apparaten je 792 betrug, sodann nach einer neuen, äusserst sorgfältigen Umwickelung mit je 804 Windungen nochmals angestellt. Auch wurden sie wiederholt, nachdem in den Schliessungskreis ein Siemens'scher Etalon von 10 Quecksilbereinheiten eingeschaltet war. Sämmtliche Bestimmungen wur-

---

[1]) F. Kohlrausch, Wied. Ann. 19, p. 130, 1883*. Dieses Instrument besteht nach den Abänderungen aus einer auf einem Dreifuss stehenden dämpfenden Kupferhülse $c$, in welcher an einem möglichst torsionsfreien Coconfaden eine planparallele, beiderseits spiegelnde, magnetisirte kreisförmige Stahlplatte $B$ hängt. Um die Axe des Stativs dreht sich ein Arm $MA$, welcher ein Fernrohr $F$ mit Scala trägt. Ausserdem ist um den die Kupferhülse tragenden Tisch des Instrumentes ein getheilter Kupferring mit Seitenarmen $D$ drehbar, auf welchem vier einander parallele Magnete in gleicher Lage je im Abstande von 90° von einander angebracht sind, welche zwischen sich ein recht gleichartiges Magnetfeld darstellen.

Zuerst wird der Ring entfernt und der Arm mit dem Fernrohr so gestellt, dass der vom Stahlspiegel reflectirte Nullpunkt der Scala mit dem Fadenkreuz zusammenfällt. Darauf wird der Ring mit den Magneten aufgelegt und so lange gedreht, dass der Magnetspiegel sich gerade um 180° gedreht hat, also der Nullpunkt der Scala in seiner Hinterfläche gespiegelt mit dem Fadenkreuz coin-

Fig. 306.




cidirt. — Auf die Kupferhülse wird nunmehr ein rechtwinklig gebogenes Metallblech $E$ aufgeschoben, dessen beide Seiten zwei genau um 90° gegen einander geneigte verticale Metallspiegel tragen, die Hülse gedreht, bis im einen Spiegel der Nullpunkt der Scala erscheint, und der Arm mit dem Fernrohr gedreht, bis dasselbe in dem anderen Spiegel geschieht, der Arm also um gerade 90° gedreht ist. Nun wird das Spiegelsystem wieder entfernt, und der Ring mit dem Magnetsystem um die Winkel $\pm \varphi^0$ gleich weit nach rechts und links bis zum Anschlag gegen zwei Arretirungen gedreht, welche so gestellt sind, dass sich der Magnetspiegel dabei fast genau um $\pm 90^0$ dreht, also nahezu der Nullpunkt der Scala in der Vorder- und Hinterfläche desselben erscheint. Sind dann die Abweichungen von dieser Stellung am einen Orte $\alpha_g$ und $\beta_g$, am anderen $\alpha_i$ und $\beta_i$, ist $\alpha_g - \beta_g = n_g$, $\alpha_i - \beta_i = n_i$, $A$ der Abstand der Scala vom Spiegel, so ist das Verhältniss der Horizontalcomponenten des Erdmagnetismus daselbst: $H_g/H_i = 1 + tg\,\varphi\,(n_g - n_i)/4\,A$.

den bei vier verschiedenen Einstellungen der Schiebegewichte $e = 2$, 1,5, 1 und 0 cm vom Ende auf dem am Magnetsystem unten befestigten horizontalen Stabe ausgeführt und jedesmal mehrere ($z$) Beobachtungsreihen gemacht.

So ergaben sich folgende Mittelwerthe für den Widerstand der Kette:

I. Inductor und Galvanometer mit je 792 Windungen

1) Beide allein in der Schliessung

| | $e$ | $z$ | $T_g$ | $T_i$ | $W$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 1. | $e = 2$ | $z = 3$ | $T_g = 54{,}96''$ | $T_i = 55{,}28$ | $W = 9{,}8889$ |
| 2. | 1,5 | 4 | 57,15 | 57,51 | 9,8940 |
| 3. | 1 | 4 | 59,43 | 59,80 | 9,8900 |

Als Mittelwerth ergiebt sich aus allen Bestimmungen

$W = 9{,}89251$ Ohm bei 5,314° C.

2) In der Schliessung der 10 Q.-E.-Etalon

| | $e$ | $z$ | $T_g$ | $T_i$ | $W$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 1. | $e = 2$ | $z = 3$ | $T_g = 54{,}96''$ | $T_i = 55{,}28$ | $W = 19{,}2741$ |

$W = 19{,}2741$ Ohm bei 5,70° C.

II. Inductor und Galvanometer mit je 804 Windungen

1) Beide allein in der Schliessung

| | $e$ | $z$ | $T_g$ | $T_i$ | $W$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 1. | $e = 2$ | $z = 3$ | $T_g = 55{,}44''$ | $T_i = 55{,}73$ | $W = 10{,}0937$ |
| 2. | 1,5 | 4 | 57,77 | 58,09 | 10,0967 |
| 3. | 1 | 4 | 60,06 | 60,37 | 10,0900 |
| 4. | 0 | 4 | 64,67 | 65,02 | 10,0864 |

Als Mittelwerth ergiebt sich aus allen Bestimmungen

$W = 10{,}0913$ Ohm bei 5,82° C.

2) In der Schliessung der 10 Q.-E.-Etalon

| | $e$ | $z$ | $T_g$ | $T_i$ | $W$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 1. | $e = 2$ | $z = 2$ | $T_g = 55{,}44''$ | $T_i = 55{,}73$ | $W = 19{,}4835$ |
| 2. | 1,5 | 2 | 55,77 | 58,09 | 19,4764 |
| 3. | 1 | 4 | 60,06 | 60,37 | 19,4689 |
| 4. | 0 | 2 | 64,67 | 65,02 | 19,4537 |

Als Mittelwerth ergiebt sich aus allen Bestimmungen

$W = 19{,}4723$ Ohm bei 5,80° C.

Wegen der geringeren Ausschläge bei Einschaltung der 10 Q.-E. Einheit sind die hierbei erhaltenen Resultate weniger genau, als ohne dieselbe.

Ferner wurden die Widerstände der aus Inductor und Multiplicator bestehenden Schliessungskreise mit dem Widerstande der 10 Q.-E. mit besonderer Sorgfalt mittelst einer genau calibrirten Wheatstone'schen Brücke verglichen. Dabei wurden nach Bestimmung der erforderlichen Temperaturcoefficienten die Beobachtungen auf die Temperaturen berechnet, bei denen die Bestimmungen der Widerstände der Schliessungskreise vorgenommen worden waren.

Ausserdem wurde der Widerstand des 10 Q.-E.-Etalons mit dem eines Normalwiderstandes verglichen, welcher aus zwei Glasflaschen mit sorgfältig amalgamirten und erst kurz vor dem Gebrauche eingesenkten Kupferblechelektroden bestand, die durch ein 106,398 cm langes calibrirtes Glasrohr von 0,67232 qcm Querschnitt verbunden waren. Dieser Apparat war nach wiederholtem Evacuiren im luftleeren Raume mit chemisch reinem, ausgekochtem Quecksilber gefüllt worden.

Als Endresultat ergiebt sich der Widerstand

I. 1 Ohm = 1,06133 Q.-E.
II. 1 Ohm = 1,06191 Q.-E.

also im Mittel 1 Ohm = 1,06162 Q.-E.

Berechnet man hiernach die Widerstände der Schliessungen nach Einschaltung der 10 Q.-E., so ergeben sie sich

| | | |
|---|---|---|
| I. | 19,2876 berechnet | 19,2567 gefunden |
| II. | 19,4796 „ | 19,4723 „ |

Die Abweichungen sind also relativ gering.

Auch Mascart[1]) hat mit de Nerville und Benoit nach dieser **1307** Methode eine Reihe sorgfältiger Bestimmungen ausgeführt.

Die verwendeten Spiralen waren auf vielfach zusammengeleimte Mahagonirahmen gewunden. Zwei derselben, $A$ und $B$, hatten 27 cm inneren, 30 cm äusseren Durchmesser, 3 cm Breite, drei andere, $a$, $b$, $c$, 14 cm inneren, 17 cm äusseren Durchmesser, 3 cm Breite. Der mit weisser Seide übersponnene Draht war resp. 1 und 0,5 mm dick. Die fünf Rollen waren theils einfach mit Drahtwindungen von derselben Drahtdicke umgeben ($A$, $a$, $c$), theils enthielten sie eine Anzahl von getrennten, über einander liegenden Schichtenlagen ($B$ und $b$), woraus durch Combination neben oder hinter einander neun Systeme hergestellt wurden. Die Berechnung der Drehungsmomente und Flächen geschah in bekannter Weise. Die Länge der Drähte wurde beim Aufwickeln bestimmt. Die zu windende Spirale war auf einer horizontalen Welle mit Federsperrung und einem Tourenzähler befestigt, so dass sie sich nur nach einer Seite drehen konnte. In grosser Entfernung von ihr war die den Draht enthaltende Spule ebenfalls auf eine horizontale, durch ein Gewicht gebremste und nur nach einer Richtung drehbare Axe gesteckt. Zwischen der Spirale und Spule lag ein 2 m langer, horizontaler Maassstab mit Marken an den Enden. Von der Spule aus ging der Draht über ein System fester und mit constanten Gewichten belasteter beweglicher Rollen, wodurch er eine constante Spannung erhielt, und dann über den Maassstab. Entsprechend der ersten Marke wurde an dem Drahte ein Zeichen gemacht und wiederum ein solches, als letzteres über der zweiten Marke

1) Mascart, de Nerville und R. Benoit, Résumé d'expériences sur la détermination de l'Ohm et de sa valeur en colonne mercurielle (Paris, Gauthier Villars, 1884. 71 Seiten); Beibl. 8, p. 719*.

stand. Hierdurch wurden die aufgerollten Drahtlängen bestimmt. Die Enden des Drahtes gingen durch die Seitenflächen der denselben aufnehmenden Rinne. Auch wurde der Durchmesser jeder Windung mit einem Schiebemaasse gemessen Die kleinen Spiralen konnten in einen Holzdreifuss mit zwei Böden eingesetzt werden. Oben ging die Drehungsaxe durch den oberen Boden und trug eine Kurbel, durch welche die Spiralen in einer halben Secunde um 180° gedreht wurden. Unter der Kurbel war ein an einem Nonius drehbarer Kreis befestigt mit zwei Federarretirungen im Abstand von 180°, gegen welche die Kurbel gegenschlug. Die Axe war zum grossen Theil aus einem Gehäuse gebildet, an welchem die Spirale durch feste Kupferzapfen befestigt war. In dasselbe liess sich ein kleines Magnetometer mit einem an einem Coconfaden aufgehängten Magnet mit Spiegel einhängen, welcher nur dann von seiner Arretirung losgelöst wurde, wenn der Apparat als Tangentenbussole dienen sollte.

Bei den grossen Spiralen sind ähnliche Vorrichtungen getroffen, nur sind die Arretirungen bei den Drehungen durch zwei Ohren an den Enden des horizontalen Durchmessers der Spiralen gebildet, welche in zwei mit Federn versehene Sperrhaken eingreifen. Der untere Boden trägt einen Theilkreis, auf welchem sich ein an der Spirale befestigter Zeiger dreht, um dieselbe um 90° drehen zu können.

Die benutzten Galvanometer haben zwei Rollen $\alpha$, $\beta$ von 6 cm innerem und 11 cm äusserem Durchmesser, zwischen denen die Magnetnadel schwebt (ein rechteckiger Spiegel, auf welchen hinten mehrere parallele harte magnetische Stahlplatten von 1 bis 2 cm Länge geklebt sind), und dessen Trägheitsmoment durch angeklebte Glas- oder Kupferplatten geändert wird. Ein drittes Galvanometer war eine Tangentenbussole mit zwei beweglichen Spiralen, den kleineren der oben beschriebenen, ein viertes wurde aus verschiedenen 12 cm weiten Rollen hergestellt. Metalltheile wurden wegen der störenden Inductionsströme sorgfältig vermieden. Die Spiegelablesung geschah an sehr schön getheilten Glasscalen in Abständen von 3 bis 7 m. Die Schwingungen der Magnetnadel wurden durch eine kleine vom Strome durchflossene Spirale mit Schlüssel beruhigt. Die Leitungsdrähte waren alle mit Guttapercha isolirt und parallel an einander gebunden. Die Umschaltung geschah durch Quecksilbercommutatoren. Die Inductionsspirale wurde eingestellt, indem der darin hängende Magnet losgelöst und die Stellung der Spirale bestimmt wurde, bei der ein durch sie hindurchgeleiteter Strom denselben nicht ablenkte. Die Genauigkeit der Einstellung ist 15′.

Die Widerstände der Spiralen und Etalons wurden an der Wheatstone'schen Brücke mit dem von Widerstandskasten verglichen. Die Temperatur wurde bestimmt und als Temperaturcoefficient für das Quecksilber 0,00088, für die Neusilberetalons 0,00032, für die Platinsilberetalons 0,00030 genommen. Bei den Inductionsversuchen wurden die beiden extremen Lagen $n_0$ und $n_1$ des Magnets bestimmt, während er

fast in Ruhe war. Dann erhielt er beim Durchgange durch die Nulllage einen Inductionsstoss, worauf die Ausschläge $n_1$, $n'$, $n''$, $n'''$ nach derselben Seite bestimmt wurden. Der Werth:

$$N = n - \frac{n_0 + n_1}{2} + \frac{n - n'}{2} \mp \frac{n_1 - n_0}{2}$$

entsprach dem ersten, für die Dämpfung und die Initialoscillation corrigirten Ausschlag. Darauf wurde dieselbe Beobachtung im entgegengesetzten Sinne wiederholt. Jede Beobachtungsreihe bestand aus zehn solchen Bestimmungen. Die Ausschläge $N$ betrugen dabei z. B. 167,76 Scalentheile, von 167,48 bis 168, also Maximaldifferenz 3,3 / 1000.

Die Dauer der Rotation des Inductors betrug weniger als ein Fünftel der Zeit für eine Elongation.

Die Schwingungsdauern des Magnets wurden mittelst eines zu arretirenden Secundenzählers gemessen, welcher mit einem Chronometer verglichen war. Die Aenderungen der Declination wurden durch wiederholte Beobachtung des Nullpunktes bei weiteren Elongationen der Nadel bestimmt.

Das Drehungsmoment des Galvanometers wurde mit dem aus den Dimensionen zu berechnenden Drehungsmoment des Inductors verglichen, indem letzterer mit seiner Windungsebene in den magnetischen Meridian gebracht wurde und die Ablenkungen der Magnetnadeln in beiden Instrumenten, eventuell unter Anwendung einer Brückenleitung von bekanntem Widerstande an dem Galvanometer, gemessen wurden.

Der Abstand der Scala von dem Spiegel des Magnets im Inductor wurde durch Hinlegen eines grossen ebenen Brettes zwischen beiden, Verschieben von Maassstäben bis zum Coconfaden und der Scala und directe Messung des Abstandes der hinteren Enden derselben sorgfältig bestimmt. — Derselbe Abstand beim Galvanometer brauchte in Folge der soeben erwähnten Vergleichungen nicht so genau gemessen zu werden.

Die Torsion des die Magnetnadel tragenden Fadens im Galvanometer ist ohne Belang, da sie sowohl die Inductionsausschläge, wie die Ausschläge bei der Vergleichung der Drehungsmomente betrifft. Die Torsionsconstante des Fadens im Inductor wurde gemessen, indem der Magnet durch einen von aussen genäherten Magnetstab um 360° umgeschlagen und die Aenderung der Einstellung beobachtet wurde.

Zur Vergleichung der Oberflächen der Rollen wurde auch eine oder wurden mehrere hinter einander entgegengesetzt verbunden auf die Axe des Inductors gesetzt und dieselbe nach Verbindung mit dem Galvanometer rechtzeitig hin und her gedreht, wobei sich Differenzen in den Flächen stark markirten. Auch wurden die so vereinten Spiralen um eine horizontale Axe unter dem Einflusse der totalen erdmagnetischen Kraft gedreht.

Zur Vergleichung der Widerstände dienten zwei Wheatstone'sche Brücken von Elliot und Carpentier, deren letztere einen 1 m

langen Messdraht von einem Ohm Widerstand enthielt. Die absoluten Widerstände wurden mit vier B.-A.-Einheiten (s. w. u.), vier Siemens'schen Quecksilbereinheiten und sechs besonders construirten Quecksilbereinheiten nahe von der Form der Siemens'schen Quecksilberspiralen verglichen. Letztere waren aus 0,1 bis 0,5 mm weiten, 2 m langen Capillarröhren gebildet, welche in weiten kugelförmigen Behältern endeten, in die Platindrähte tauchten, und im Vacuum gefüllt.

Als Normalwiderstände dienten vier im Vacuum mit Quecksilber gefüllte, bei verschiedener Drehung um ihre Axe sorgfältig calibrirte Röhren von:

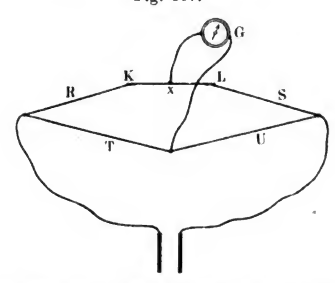
| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| Länge $L$ . . . | 949,322 | 1016,754 | 971,616 | 1002,543 | mm |
| Mittl. Durchm. $D$ | 1,0726 | 1,1116 | 1,0864 | 1,1034 | „ |
| Widerstand . . | 1,048854 | 1,049255 | 1,049197 | 1,048939 | „ |

Bei der Berechnung des Widerstandes ist noch der Widerstand an den Einströmungsöffnungen hinzugezogen, welche gleich einer Quecksilbersäule vom Querschnitt der letzteren und 0,82 ihres Durchmessers lang ist [1]). Letzterer Widerstand wurde auch direct durch Vergleichung des Widerstandes verschieden langer Röhren bestimmt.

Die Vergleichung der Widerstände wurde im Wesentlichen nach der Methode von Carey Foster [2]) vorgenommen. Der Brückendraht war dabei an einzelnen Stellen mit einem Etalon der B.-A.-U. verglichen.

[1]) Vgl. Lord Rayleigh u. Mrs. Sidgwick, Phil. Trans. 1883 (1), p. 175*. — [2]) Diese Methode (Carey Foster, Journ. Soc. Telegr. Eng. 1874*) ist die folgende. Die nahezu gleichen, mit einander zu vergleichenden Widerstände $R$ und $S$, Fig. 307, werden durch einen Draht $KL$ von der Länge $l$ mit einander verbunden, auf welchem der eine Contact $x$ der das Galvanometer $G$ enthaltenden Brückenleitung schleift. Die anderen Enden von $R$ und $S$ sind mit den

Fig. 307.




Polen der Säule und zwei gleichen Widerständen $T = U$ verbunden, mit deren Contactstelle das zweite Ende der Brückenleitung in Verbindung ist. Ist $\mu$ der Widerstand der Längeneinheit des Drahtes $KL$, $\alpha$ der Widerstand der Verbindung bei $K$, $\beta$ der bei $L$, $Kx = \xi$, so ist, wenn das Galvanometer auf Null eingestellt ist:

$$\frac{R + \alpha + \mu \xi}{R + S + \alpha + \beta + \mu l} = \frac{T}{T + U}.$$

Ferner wurden die Temperaturcoefficienten der Etalons direct bestimmt und dieselben unter einander verglichen.

Bei Füllung der Röhren im lufterfüllten Raum wichen die Gewichte des sie erfüllenden Quecksilbers von denen bei der Füllung im Vacuum nur unmerklich ab.

Als Endresultat ergab sich: 1 Ohm = 1,0142 B.-A.-U.

Die zweite Methode von W. Weber beruht darauf, dass man eine in sich geschlossene Inductionsrolle um einen verticalen oder horizontalen Durchmesser mit constanter Geschwindigkeit rotiren lässt und die Ablenkung einer in ihrer Mitte aufgehängten Magnetnadel bestimmt. Bei derselben tritt die Complication ein, dass durch die Selbstinduction der rotirenden Spirale der Verlauf der in ihr inducirten Ströme und somit auch die Einwirkung auf die Magnetnadel beeinflusst wird. 1308

Es sei $\varphi$ die Ablenkung des Magnetes, $M$ sein magnetisches Moment, $H$ die horizontale Componente des Erdmagnetismus, $F$ die gesammte, von den Drahtwindungen umschlossene Fläche, $n$ die Zahl der Windungen, $\psi$ der Winkel der Ebene der Windungen mit dem magnetischen Meridian, $D$ die Kraft, mit welcher die Windungen auf eine Magnetnadel vom Moment Eins in ihrer Mitte wirken, wenn ein Strom von der Intensität Eins durch sie fliesst, $E$ die elektromotorische Kraft, $R$ der Widerstand, $I$ die Stromintensität in den Windungen, $\Pi$ das Potential der Windungen auf sich selbst, dann ist das Potential der Windungen beim Durchfliessen des Stromes Eins in Bezug auf die horizontale Componente des Erdmagnetismus

$$P = - H.F\sin\psi$$

und das Potential der Windungen auf die Magnetnadel

$$P_1 = - M.D\sin(\psi - \varphi).$$

Werden die Windungen in der Zeit $dt$ um den Winkel $d\psi$ gedreht, so ist die dabei erzeugte elektromotorische Kraft gleich $dP + dP_1$, also

$$HF.\cos\psi\, d\psi + MD\cos(\psi - \varphi)\, d\psi.$$

Ausserdem wird beim Ansteigen des Stromes um den Werth $dI$ in der Zeit $dt$ ein Extrastrom in den Windungen inducirt, dessen elektromotorische Kraft $-\Pi dI$ ist. Die gesammte, bei der Drehung um $d\psi$ in der Zeit $dt$ inducirte elektromotorische Kraft ist also

Werden $R$ und $S$ mit einander vertauscht und wird durch Verschieben des Contacts auf $KL$ bis zu einem Punkte $x^1$ die Galvanometernadel wieder auf Null gebracht, so ist nun, wenn $Kx^1 = \xi^1$ ist:

$$\frac{S + \alpha + \mu\xi^1}{R + S + \alpha + \beta + \mu l} = \frac{T}{T + U},$$

also

$$R - S = \mu\,(\xi^1 - \xi).$$

$$E dt = I R dt = H . F \cos\psi\, d\psi + M D \cos(\psi - \varphi)\, d\psi - \Pi\, d I,$$

woraus folgt, wenn wir $d\psi / dt = \omega$ setzen,

$$I = \frac{\omega}{R^2 + \Pi^2 \omega^2} \{HF (R \cos\psi + \Pi \omega \sin\psi) + MD[R \cos(\psi - \varphi) + \Pi \omega \sin(\psi - \varphi)]\} + C e^{-\frac{R}{\pi} t}.$$

Der letztere Werth verschwindet bald mit zunehmendem $t$. Die senkrecht gegen die Nadel gerichtete Componente der von den Windungen auf dieselbe ausgeübten Kraft ist $M D I . \cos(\psi - \varphi)$; also die mittlere, während einer Umdrehung der Windungen um $2\pi$ ausgeübte Kraft

$$\frac{M D}{2 \pi} \int_0^{2\pi} I \cos(\psi - \varphi)\, d\psi = \frac{1}{2} \frac{M D \omega}{R^2 + \Pi^2 \omega^2} \{H F (R \cos\psi + \Pi \omega \sin\varphi) + M D R\}.$$

Soll die Nadel in Ruhe bleiben, so muss diese Kraft gleich sein der durch die horizontale Componente des Erdmagnetismus und die Torsion des die Nadel tragenden Fadens auf sie ausgeübten, gegen sie senkrechten Kraft. Ist die Torsion des Fadens bei der Drehung Eins gleich $M H \zeta$, so ist also

$$\frac{1}{2} \frac{M D \omega}{R^2 + \Pi^2 \omega^2} \{H F (R \cos\varphi + \Pi \omega \sin\varphi + M D R)\} - M H (\sin\varphi + \zeta \varphi) = 0.$$

Ist $\zeta$ relativ klein, wie bei den meisten Versuchen, so kann man auch schreiben:

$$R^2 - \frac{1}{2} \frac{F . D \omega\, ctg\, \varphi}{1 + \zeta} \left(1 + \frac{M D}{H F} \sec\varphi\right) + \Pi^2 \omega^2 - \frac{1}{2} \frac{F . D . \Pi \omega^2}{1 + \zeta} = 0,$$

oder bei Vernachlässigung kleiner von $\zeta$ und von $MD / HF$ abhängiger Werthe:

$$R = \frac{1}{2} F D \omega\, ctg\, \varphi \left\{1 - \frac{2 \Pi}{F D} \left(\frac{2 \Pi}{F D} - 1\right) tg^2 \varphi - \left(\frac{2 \Pi}{F D}\right)^2 \left(\frac{2 \Pi}{F D} - 1\right)^2 tg^4 \varphi.\right.$$

In dieser Gleichung ist Alles bekannt; $F, \varphi, M, H$ lassen sich direct beobachten, $D$ und $\Pi$ lassen sich berechnen. Die Torsionsconstante $\zeta$ ergiebt sich durch Drehung des Kopfes, an dem der Magnet aufgehängt ist.

1309 Nach dieser Methode ist zuerst im Auftrage der British Association [1]) eine Beobachtungsreihe von einer dazu bestellten Commission ausgeführt worden.

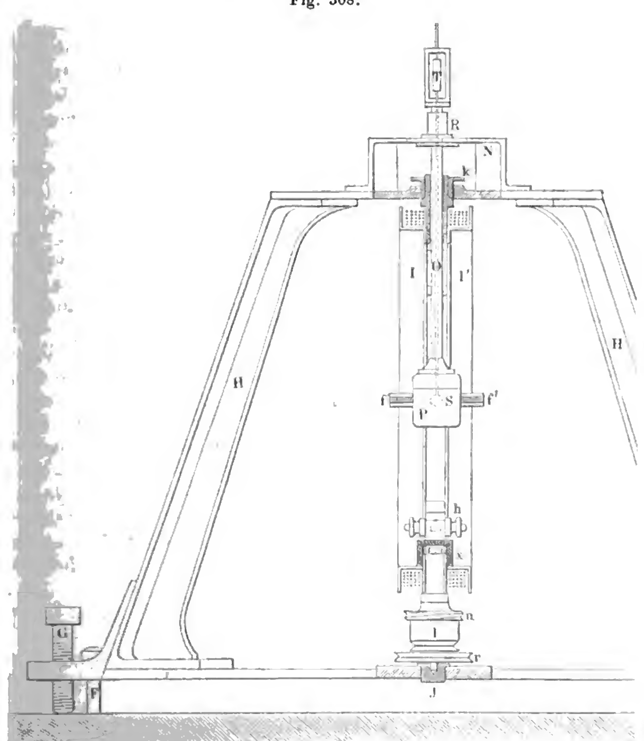
Ein starkes dreifüssiges Gestell $H$, Fig. 308, von Messing ist vermittelst dreier Schrauben in eine steinerne Unterlage eingelassen und kann durch starke Stellschrauben $G$ horizontal gestellt werden. Zwi-

---

[1]) Rep. Brit. Assoc. 1863, p. 111*, 1864, p. 350*.

schen einem Lager $J$ in der Steinunterlage und einem hohlen, in die obere Platte des Gestells eingesetzten Messingzapfen $k$ drehen sich zwei einander parallele, fest mit einander verbundene Messingringe $I$ und $I'$, welche bei $f$ und $f'$ durch Hartgummi unterbrochen sind, um die Bildung

Fig. 308.




von Inductionsströmen in ihnen zu vermeiden, und dann gemeinsam abgedreht sind. Um die Ringe sind übersponnene Kupferdrähte gewickelt. Der mittlere Radius ihrer Windungen von der Mitte der Drehungsaxe aus beträgt bei einer Versuchsreihe $a = 15{,}66$ cm, die Zahl derselben $n = 307$, also die Länge des Drahtes $l = 302{,}063$ m, die Breite der Windungsreihen, senkrecht gegen die Ebene der Windungen $b = 0{,}185$ cm, die Höhe derselben in der Ebene der Windungen 0,132 cm, der mittlere

Abstand der Windungen von der Drehungsaxe $b' = 0,1915$ cm. Danach ist der Cosinus des Winkels $\alpha$, den $a$ mit $b'$ macht, $\cos\alpha = b'/a = 0,12245$, $\alpha = 83^0\,1'$. Die Drähte der beiden Ringe sind am einen Ende mit einander verbunden, am anderen enden sie in zwei Quecksilbernäpfen, die durch einen dicken amalgamirten Kupferdraht mit einander vereint werden können. Auf die Axe der Ringe ist unten ein Rad $r$ aufgeschoben, in welches ein Schnurlauf eingreift, der durch ein bleiernes Schwungrad gedreht wird und zugleich einen Regulator bewegt. Ausserdem ist auf die Axe eine kurze Schraube ohne Ende $n$ aufgesetzt, die in ein Zahnrad einfasst. Dasselbe trägt einen Knopf, der bei jeder Umdrehung des Zahnrades, entsprechend 100 Umdrehungen des Ringes, eine Feder mit einem Hammer gegen eine Glocke gegenschlägt. — Durch die Durchbohrung des Zapfens $k$ geht eine Röhre $O$, an welcher unten eine hölzerne, cylindrische Büchse $P$ hängt. Ueber dem Zapfen $k$ ist auf dem Gestell ein Ständer $N$ angebracht, der auf der Röhre $R$ einen Glaskasten $T$ trägt. In der Büchse $P$ schwebt der Stahlmagnet, eine Stahlkugel von etwa 7,8 mm Durchmesser, welche nicht völlig bis zur Sättigung magnetisirt ist, also ein äusserst geringes Moment (kleiner als das einer Nähnadel von 0,03 g Gewicht) besitzt, so dass ihre Inductionswirkung auf die rotirenden Spiralen ganz zu vernachlässigen ist. Sie ist durch einen steifen Messingdraht mit einem in dem Kasten $T$ befindlichen Spiegel verbunden. Letzterer hat 30 mm Durchmesser, also einen nicht geringen Luftwiderstand, und hängt an einem 2,45 m langen, an einem Torsionskopf befestigten Coconfaden. Die Schwingungsdauer des Magnets beträgt über 9 Secunden. Die Ablenkungen desselben werden an einer 2,9853 m entfernten Scala mittelst eines Fernrohrs abgelesen. Bei 400 Umdrehungen der Spiralen in der Minute nimmt der Magnet mit seinem Spiegel eine vollkommen feste Stellung an, da seine Schwingungsdauer im Verhältniss zu der Rotationszeit der Spirale sehr gross (200 mal so gross) ist; indess differiren die Ausschläge bei den Rotationen nach beiden Seiten bis zu 8,5 Proc.

Vor und nach jeder Versuchsreihe wurde der Widerstand der Drahtwindungen vermittelst des Jenkin'schen Widerstandsmessers mit dem einer Neusilberdrahtspirale verglichen, welche nachher als Normalmaass diente. Sein Widerstand betrug nach der Berechnung der Versuche (s. u.) 10762011600 cm/sec und die Genauigkeit der später (1864) unter geänderten Verhältnissen wiederholten Versuche wird auf 0,1 Proc. angegeben.

**1310** Nach dieser Bestimmung sind Etalons hergestellt worden, welche einer Einheit entsprechen, und früher als Ohmad oder Ohm bezeichnet wurden, indess wegen bedeutender Fehlerquellen (siehe den folgenden Paragraphen) von dem wirklichen Ohm abweichen. Diese Einheit wird jetzt mit dem Zeichen B.-A.-U. (British Association Unit) bezeichnet.

Die B.-A.-Einheit ist mit grosser Sorgfalt durch Lord Rayleigh und Mrs. Sidgwick[1]) mit der Siemens'schen Quecksilbereinheit verglichen worden. Die benutzten, möglichst cylindrischen und sorgfältigst gereinigten (4) Glasröhren von etwa 1 und 1½ B.-A.-U. Widerstand waren an den Enden convex geschliffen, um darauf zwei mittelst Mikrometerschrauben verstellbare Mikroskope mit Fadenkreuz einzustellen. Die Messungen geschahen bei vier verschiedenen Drehungen der Röhren um ihre Axe. Die Röhren wurden dann durch einen Messingmaassstab ersetzt und der Abstand der Einstellungen des Mikroskopes von den nächsten Theilstrichen bestimmt. Neben den Röhren lag ein Thermometer. Sie wurden darauf in eine Rinne voll Quecksilber gelegt, durch Saugen mit Quecksilber gefüllt, längere Zeit in der Rinne behufs des Temperaturausgleiches gelassen, mit den in Quecksilber abgekühlten Fingern (welche nur in einem Falle mit Leder bedeckt waren) verschlossen und dann herausgenommen. Das aussen adhärirende Quecksilber wurde abgebürstet und das im Rohr befindliche in einem kleinen Porcellantiegel gewogen. Auch wurde die Länge des Quecksilberfadens in der Röhre nach der Widerstandsbestimmung wiederholt gemessen, wobei die Enden derselben durch kleine in die Enden der Röhre gedrückte Ebonitnadeln verschlossen wurden, um die Schwierigkeit der Messung in Folge der Krümmung der Quecksilberoberflächen zu vermeiden. Wiederum lag ein Thermometer neben der Röhre. Nach der Längenbestimmung wurde das Quecksilber herausgeblasen und gewogen.

Die Röhren wurden in hohle L-förmige Ebonitgefässe mittelst Kautschukstöpseln eingefügt, durch langsames Eingiessen von möglichst reinem Quecksilber in das eine Gefäss gefüllt, und in einem Holztrog mit Eis bedeckt. Ebonit ist statt Glas für die Gefässe gewählt, um die Condensation von leitendem Wasserdampf an ihren oberen Stellen zu vermeiden. Dabei kühlten sich aber die Endstücke nicht ganz vollständig ab. Die Röhren wurden mit der Wheatstone'schen Brücke durch amalgamirte Kupferstäbe verbunden, welche bis auf den Boden der Ebonitgefässe reichten und etwas von den Enden der Röhren entfernt waren. Bei den Widerstandsmessungen wurden die Widerstände in den beiden den graduirten Draht enthaltenden Zweigen der Brücke nach der Methode von Carey Foster gewechselt. Der Draht der Brücke bestand aus Platiniridium. Bei der Ausmessung der Widerstände der Röhren I und IV mussten Widerstände aus einem Widerstandskasten als Parallelschliessungen zu dem Normaletalon verwendet werden, mit welchem die Röhren verglichen wurden.

Die Normaletalons lagen im Wasser. Bei Messung der ihnen nahezu gleichen Quecksilberwiderstände wurden ihre Enden direct mit den Quecksilbernäpfen der Brücke verbunden, oder auch mit besonderen

[1]) Lord Rayleigh u. Mrs. Sidgwick, Phil. Trans. 1883, 1, p. 173*; Beibl. 8, p. 56*.

Quecksilbernäpfen, welche erst durch Kupferdrähte von etwa 0,00017 Ohm Widerstand mit den ersteren verbunden waren. Alle Messungen wurden mit abwechselnder Stromschliessung vorgenommen.

Sehr kleine Irrthümer können durch Temperaturänderungen der Kupferdrähte (für 4° etwa 0,00003 B.-A.-U.) und der Etalons (für 0,1° C. 0,00003 B.-A.-U.) und verschiedene Füllung bedingt sein. Der mittlere Widerstand der Siemens'schen Quecksilbereinheit beträgt hiernach 0,95412 B.-A.-U. (von 0,95386 bis 0,95440).

**1311** Gegen die Zuverlässigkeit der von der Commission der British Association erhaltenen Resultate können manche Bedenken erhoben werden, so z. B. das geringe Moment des Magnetes im Verhältniss zu der den Luftströmen ausgesetzten Fläche des daran befestigten Spiegels und dem grossen Trägheitsmoment beider zusammen; die nicht geringen Abweichungen der durch abwechselnd entgegengesetzt gerichtete Ausschläge gemessenen Widerstände (bis 8,55 Proc.) in Folge einer dauernden Torsion des Fadens oder einer elastischen Nachwirkung, welche bei der schwachen Magnetisirung der Magnetkugel besonders hervortreten; die Abweichungen in den Resultaten bei schneller und langsamer Rotation (0,5 Proc., bei einzelnen Beobachtungen bis 2,3 Proc.); die Schwierigkeit, den Flächeninhalt der Windungen genau zu messen, eventuelle Inductionsströme in den starken Messingrahmen u. s. f.[1]). Bei Anwendung stärkerer Magnete können dieselben auf die gedrehte Spirale inducirend wirken und somit auch den Gang der Inductionsströme beeinflussen.

**1312** Lord Rayleigh und Schuster[2]) haben deshalb wiederholt Versuche mit dem Apparat der British Association unter wesentlichen Abänderungen angestellt, die mehr als Vorversuche für die später von Lord Rayleigh allein ausgeführten Bestimmungen anzusehen sind, bei welchen letzteren die bei jenen gesammelten Erfahrungen in Betreff der Drehung der Inductionsrolle und der Zählung ihrer Umdrehungen verwerthet wurden. Bei diesen Vorversuchen ergab sich der Werth der British Association Unit gleich 0,9893 theoretische Ohms.

**1313** Die Versuche von Lord Rayleigh[3]) wurden mit einem neuen Apparat angestellt, dessen Stativ auf drei Stellschrauben stand, durch isolirende Zwischenstücke unterbrochen, und auf eine Steinplatte festgegeschraubt war. Der drehbare Ring trug oben und unten Stücke von Kanonenmetall, deren unteres auf einer Achatplatte ruhte, deren oberes eine Röhre von $1^1/_4$ Zoll Durchmesser bildete und in einem verticalen Messinglager lief. Die aus zwei parallelen Hälften bestehende Draht-

[1]) F. Kohlrausch, Göttinger Nachr. 23. Nov. 1870, p. 513*; Pogg. Ann. Ergänzungsbd. 6, p. 1*. — [2]) Lord Rayleigh u. Schuster, Proc. Roy. Soc. 32, p. 104, 1881*; Beibl. 5, p. 697*. — [3]) Lord Rayleigh, Phil. Trans. [2] 1882, p. 661*; Beibl. 7, p. 122*.

spirale selbst war auf einen Messingring gewunden, der in der Richtung seines Horizontaldurchmessers durchschnitten war und Flantschen trug, welche unter Zwischenlegung von Ebonit zusammengeschraubt waren. Die Metalldicke des Ringes betrug $^3/_8$ Zoll unterhalb der zur Aufnahme der Windungen eingedrehten Nuthen, neben denselben 6 Zoll, seine Breite 4 Zoll.

Der aus vier, an den einander parallelen Kanten eines Hollundermarkwürfels befestigten Stahlnadeln von etwa $^1/_2$ Zoll Länge bestehende Magnet schwebte in einem luftdichten Glasgehäuse mit Glasfenstern an einem Coconfaden, welcher an einem auf und nieder zu stellenden Messingstab befestigt war. Ein Ring von $^3/_4$ Zoll Durchmesser diente zur Vermehrung des Trägheitsmomentes, die Schwingungsdauer betrug $5^1/_2$ Sec. Das Gehäuse hing an einer, an einem besonderen Stativ befestigten, 1 Zoll weiten Messingröhre, welche durch die obere hohle Axe des rotirenden Ringes hindurchging.

Die Drehungen der sorgfältigst gewundenen Inductionsspirale wurden durch einen Wassermotor bewirkt, welcher durch Wasser von constanter Druckhöhe getrieben wurde. Die Geschwindigkeit der Rotation wurde bestimmt, indem auf die Axe ein Pappkreis aufgesetzt war, der in fünf Kreisen in 60, 32, 24, 20, 16 schwarze und weisse Abtheilungen getheilt war und durch ein Fernrohr beobachtet wurde, vor welchem dünne, an den Zinken einer elektromagnetisch bewegten Stimmgabel befestigte Metallplatten oscillirten, so dass 127 mal in der Secunde der Blick auf die Pappscheibe verdeckt wurde. Bei einer Geschwindigkeit, bei welcher gerade ein weisses Feld der Scheibe bis zu der Lage des folgenden in $^1/_{127}$ Secunde vorrückt, scheint die Scheibe stillzustehen. So kann man durch Regulirung des Wasserzuflusses und gelindes Anziehen des den Motor mit dem Apparat verbindenden Seiles irgend einen Kreis der Scheibe zum scheinbaren Stillstande bringen und aus der Anzahl der Felder des betreffenden Kreises die Geschwindigkeit berechnen.

Der Widerstand der Drahtrolle (etwa 25 Einheiten) wurde mit einem Platin-Silbernormaletalon von etwa 24 Ohm verglichen. Da ferner die Drähte der benutzten Fleming'schen Widerstandsbrücke nur $^1/_{20}$ Ohm Widerstand besassen, wurde zu dem Drahtring ein kleiner Ergänzungswiderstand von Neusilber zugefügt, der in Quecksilbernäpfe eingelegt wurde, in welche die Enden des rotirenden Gewindes bis auf den Boden eintauchten, und die mit durchbohrten Kautschukstöpseln geschlossen waren. Später wurden die Verbindungen durch Klemmschrauben hergestellt und die Ergänzungswiderstände zwischen den einen Enden der beiden vereinten Drahtrollen eingeschaltet, während die anderen Enden entweder fest unter sich durch einen verschwindenden Widerstand (ein Ɔförmiges Kupferstück) oder mit der Brücke verbunden wurden.

Der äussere Umfang der zwei vereinten Drahtrollen betrug 148,97 und 148,69 cm, nach der Correction für die Dicke des Drahtes 148,53 und 148,35 cm, also der mittlere Umfang 148,44, der mittlere Radius

23,625 cm. Die axiale Dimension der Gewinde betrug 1,99 cm, die radiale 1,59 und 1,54 cm, der Abstand der Mittelebenen beider Gewinde 6,595 cm. Jede Rolle hatte 288 Windungen, 16 Lagen zu 18, eine zu 17 Windungen und eine Windung darüber. Der Umfang jeder einzelnen Windung wurde gemessen und nach Maxwell's Vorschlag beim Aufwinden des Drahtes gleichzeitig ein Faden auf einen Holzstab gewickelt, um Irrthümer zu vermeiden.

Ausser den erforderlichen Berechnungen der in den Formeln vorkommenden Werthe, auch der in den Ringen erzeugten Inductionsströme, wurde der Coefficient $\Pi$ der Selbstinduction der Spirale auch mittelst der Wheatstone'schen Drahtcombination bestimmt (vgl. Bd. IV, §. 104). Der Strom einer constanten Kette theilte sich in zwei Zweige, welche die Spirale vom Widerstand $P$ und einen gleichen Widerstand $Q$ enthielten. Die Enden derselben waren mit der Brückenleitung verbunden. In dieselbe war ein Spiegelgalvanometer von 70 Ohm Widerstand eingefügt, dessen Nadel das logarithmische Decrement von nur 0,0142 besass, also zu ballistischen Versuchen geeignet war. Die Ablesescala war 218 cm vom Spiegel entfernt. Nachher ging der Strom durch die beiden anderen Parallelzweige der Brücke, welche einem Widerstandskasten von Gebrüder Elliot entnommen und je 10 Ohm gleich waren. Als Säule wurden drei neben einander verbundene Daniell'sche Ketten (mit Zinkvitriol) verwendet.

Ist $Q = P$, so giebt die Galvanometernadel keinen Ausschlag. Wird aber der Strom im Hauptzweige der Kette umgekehrt und so die Intensität des Stromes in dem die Spirale enthaltenden Zweige um $2i$ geändert, so entsteht in der Spirale in Folge der Selbstinduction eine elektromotorische Kraft $\Pi i$, durch welche die Nadel des Galvanometers in der Brücke um den Winkel $\alpha$ ausschlägt. Wird $P$ um $\delta P$ vermehrt, und fliesst durch die Spirale ein constanter Strom $i'$, so wird dadurch dieselbe Wirkung hervorgebracht, wie wenn in dem Spiralzweig noch eine neue elektromotorische Kraft $i' \delta P$ wirkte. Die constante Ablenkung der Galvanometernadel hierbei sei gleich $\vartheta$. Ist $T$ ihre Schwingungsdauer von Ruhelage zu Ruhelage, so wird:

$$\frac{\Pi i}{i' \delta P} = \frac{T}{\pi} \frac{\sin {}^1/_2 \alpha}{tg \vartheta}.$$

$\delta P / P$ wurde gleich $1/300$ genommen.

Da es bei Einschaltung des Widerstandes $Q$ nahe gleich $P = 24$ Ohm sehr schwierig ist, denselben um hinlänglich kleine Grössen zu ändern, um $P$ genau zu compensiren, wurde dazu neben $Q$ eine Parallelleitung eingefügt, welche 753 Ohm betragen musste. Durch Vergrösserung auf 853 Ohm erhielt man eine Wirkung, welche der Vergrösserung um $\delta Q = 0,07453$ Einheiten gleich war und dem Zwecke einer hinlänglichen Ablenkung entsprach. Dieselbe Aenderung würde durch Erwärmen der Spirale von nur 1° C. bewirkt worden sein.

Die Beobachtungen von $\alpha$ und $\vartheta$ wurden abwechselnd vorgenommen. Erst wurde $\alpha$ bestimmt, und wenn die Nadel die Nulllage passirte, der Strom umgekehrt und wieder der Ausschlag beobachtet. Ist $\alpha_0$ der Ausschlag vor der Umkehrung, $\alpha$ der Ausschlag durch die Induction und $\beta$ der Unterschied der beiden Nulllagen, so ist die folgende Schwingung durch $\frac{1}{2}(\alpha \pm \alpha_0) \sin nt \pm \beta \cos nt$ bestimmt, wo die Zeit von der Umkehrung an gemessen und die Dämpfung vernachlässigt ist. So wird der Schwingungsbogen $\varphi$, d. h. die Differenz der beiden der Umkehrung folgenden Elongationen:

$$\varphi = 2\sqrt{[\tfrac{1}{4}(\alpha \pm \alpha_0)^2 + \beta^2]} \quad \text{oder annähernd} \quad = \alpha \pm \alpha_0 + \frac{2\,\beta^2}{\alpha},$$

woraus $\alpha$ zu berechnen ist. Meist war $\beta$ sehr klein.

Statt den Widerstand $\delta P$ in den Zweig $P$ einzuführen, wurde ein Widerstand $\delta Q$ in den Zweig $Q$ eingeführt. Man erhält dann:

$$\frac{\Pi}{Q} = \frac{\Pi}{P} = \frac{\delta\,Q x'}{Q x}\,\frac{T}{\pi}\,\frac{\sin \frac{1}{2}\alpha}{tg\,\vartheta},$$

welcher letztere Werth noch mit $1 + \lambda$ zu multipliciren ist, wo $\lambda$ das logarithmische Decrement ist, um die Dämpfung zu berücksichtigen.

Die Spirale war bei diesen Versuchen, um Temperaturänderungen zu vermeiden, in dicke Tücher eingehüllt.

So ergab sich der Coefficient der Selbstinduction $\Pi = 2{,}4028 \,.\, 10^8$ cm, während die Berechnung zu dem Werth $2{,}400 \,.\, 10^8$ führte. Die Differenz beträgt also weniger als $\frac{1}{1000}$.

Für den Einfluss etwaiger Abweichungen der Drehungsaxe von der Verticalstellung wurde nach der Nivellirung eine Correctur eingeführt, ebenso für die Torsion des Aufhängefadens der Nadel, wobei der Aufhängungspunkt in beiden Richtungen um je $5 \,.\, 360^0$ gedreht wurde. Beide Correctionen sind fast verschwindend. — Der Abstand des Magnetspiegels des Rotationsapparates von der Scala wurde wiederholt gemessen. Erst wurde mit einem Maassstabe der Abstand der Scala und eines Striches auf dem Glasfenster der Magnetometerhülle und dann mit einem auf einer Scala verschiebbaren Mikroskop der Abstand des Striches von der Mitte des Spiegels bestimmt. Die Versuche wurden mit vier Drehungsgeschwindigkeiten von etwa zwei bis vier Umdrehungen in der Secunde angestellt.

Der Widerstand des Platin-Silbernormalmaasses ergiebt sich hiernach bei den besten Beobachtungen gleich 26,612 absolute Einheiten; bei abnehmender Geschwindigkeit der Drehung im Verhältnisse von 60 : 45 : 35 : 30 zu 23,613, 23,610, 23,612, 23,613. Bei Vergleichung der B.-A.-Einheit mit jenem Normalmaasse war letzteres im Mittel gleich 23,9354 B.-A.-U., so dass eine British Association Unit gleich 0,98651 theoretische Ohms ist.

Die B.-A.-Einheit wurde mit vier Quecksilberröhren von 87 bis 194 cm Länge verglichen, deren Durchmesser 1 resp. 2 mm betrug. Da-

nach war der Widerstand einer Quecksilbereinheit resp. 0,95416, 0,95419, 0,95416, 0,95427 B.-A.-U., wobei die extremsten Werthe 0,95386 und 0,95440 waren. Aus diesem und dem obigen Verhältniss ergiebt sich:

1 Quecksilbereinheit gleich 0,9410 Ohm.

1314 Bei dieser Methode hat die Inductionswirkung der Magnetnadel auf den rotirenden Ring einen gewissen kleinen, aber zu berechnenden Einfluss.

Man kann denselben beseitigen, wenn man nach dem Vorschlage von Wilhelm Weber die Inductionsrolle um einen horizontalen Durchmesser rotiren lässt und dabei den Inductor durch Drehung um eine verticale Axe so einstellt, dass seine horizontale Drehungsaxe mit der magnetischen Axe der Magnetnadel zusammenfällt.

In dieser Weise sind von Heinrich Weber Versuche ausgeführt worden.

Der Inductor, eine Drahtrolle aus zwei von einander getrennten Windungsreihen, welche in zwei je um 69,05 mm von einander entfernte je 43,25 mm breite Nuthen eingewunden sind und aus je 87 Windungen in sechs über einander liegenden Schichten von übersponnenem Drahte (Dicke mit Ueberspinnung 2,88 mm) bestehen, dreht sich mittelst einer Kurbel um horizontale, hohle Zapfen, welche in einem festen, auf einer runden Sandsteinplatte von 150 mm Dicke und 1200 mm Durchmesser aufgestellten Holzgestelle ruhen und durch eine Schraube auf der einen Seite gehoben und gesenkt werden können[1]. Der Radius der Drahtaxe der innersten Windung beträgt 257,18, der der äussersten sechsten 270,04 mm. Diese Werthe wurden durch Herumlegen eines Papierstreifens um die einzelnen Windungsreihen, Durchstechen mit einer Nadel und Messen seiner Länge bei gleicher Belastung an einem Normalmaassstabe bestimmt. Durch Zufügung einer Länge von um einander gewundenen Kupferdrähten wurde der Widerstand des Inductordrahtes dem einer B.-A.-Einheit gleich gemacht, wie an einem Differentialgalvanometer constatirt wurde. In dem Inductor steht ein Magnetometer auf einer Messingplatte, welche von einem 20 mm dicken Messingstabe getragen wird, der durch die Höhlung des einen Zapfens hindurchgeht und an einem besonderen Steine befestigt ist. Das Magnetometer besteht aus einem cylindrischen 100,8 mm langen und 8,2 mm dicken, in der Axe einer 300 mm langen und etwa 11 mm weiten Spirale unter Vorlegung von Eisenankern magnetisirten Stahlstabe, welcher an beiden Enden Spiegel trägt und an den zur Vermehrung des Trägheitsmomentes mittelst zweier Messinghaken ein an beiden Enden mit Bleigewichten belastetes Holzstäbchen aufgehängt ist, welches in seiner Mitte einen zur Ablesung der Ablenkungen des Magnetes bestimmten verticalen Spiegel trägt. Das ganze Gewicht des in einem Gehäuse mit aufgesetztem Glasrohre mittelst

[1]) Heinrich Weber, Der Rotationsinductor, Leipzig, Teubner, 1882, S. 76*. Nach einer gefälligen Originalmittheilung.

vier Coconfäden an einem Torsionskopf hängenden Systems beträgt 145,39 g, seine Schwingungsdauer 20,573 Secunden.

Der den Inductor tragende Sandstein dreht sich mittelst einer Messingaxe auf einem zweiten gleichen, welcher bis auf einen 100 mm breiten, mit Paraffin und Graphit bestrichenen Rand ausgemeisselt war. Mit dem oberen Steine fest verbunden ist ein Gestell angebracht, auf welches ein Fernrohr mit Scala so aufgestellt ist, dass durch die hohle Inductoraxe der eine Endspiegel des Magneten beobachtet werden kann. Mittelst eines im Inneren auf den Hohlzapfen an der Kurbelseite des Inductors aufgesteckten Spiegels lässt sich die Fernrohraxe und die Drehungsaxe des Inductors in dieselbe Verticalebene bringen. Man stellt zu dem Zwecke das Fernrohr so auf, dass sein Fadenkreuz auf den Mittelwerth der Scalentheile einsteht, welche bei verticaler Stellung der Inductorflächen und nach Drehung um 180⁰ in dem Fernrohr erscheinen. Wird dann nach Entfernung des aufgesteckten Spiegels der Inductor dauernd gedreht und dabei der obere Stein mit dem Inductor, wie bei einer Sinusbussole, der Nadel nachgedreht, so giebt die Ablesung an der Scala den immer sehr kleinen Winkel zwischen der Drehungsaxe und der magnetischen Axe der Nadel. Der Ablenkungswinkel der Nadel aus dem Meridian wird durch ein zweites auf den Spiegel des Gehänges gerichtetes Fernrohr gefunden. Aus beiden Winkeln findet sich der Winkel zwischen der Drehungsaxe des Inductors bei seiner der Nadel nachgedrehten Stellung und dem Meridian. Um die horizontale Drehungsaxe des Inductors mit der Axe des Magnetes in seiner Ruhelage conaxial zu stellen, wird im Inneren auf den Hohlzapfen des Inductors an der Kurbelseite ein Spiegel aufgesteckt, der durch ein Fernrohr mit Scala, welches auf einem mit dem oberen Steine verbundenen Gestelle aufgestellt war, bei Drehung um 180⁰ beobachtet wird. Der Inductor wird so lange durch ein Gestänge mit Holzschrauben gedreht, bis nach Fortnahme des Spiegels der mittlere Ausschlag an der Scala beim Hineinblicken in den einen Endspiegel des Magnets der gleiche ist, der Magnet in der Ruhelage also nahezu mit der Axe der Rolle zusammenfällt.

Der Inductor wurde je in einer Secunde einmal nach dem Schlagen einer Uhr herumgedreht, wobei die Kurbel jedesmal gegen eine Feder anschlug.

Die Ablesungen geschahen an gewöhnlichen Papierscalen.

Die Inclination wurde ein für alle Mal mittelst eines Erdinductors von **Meyerstein**, dessen äusserer Durchmesser 168 mm, dessen Breite 56 mm betrug, bestimmt. Sie betrug von 66⁰ 36′ 34″ bis 66⁰ 40′ 35″, d. h. $^1/_{1000}$ Unterschied. Die Ausschläge der Nadel des Rotationsinductors betrugen etwa 520 Theilstriche bei einem Abstande der Scala vom Spiegel gleich etwa 2400 Theilstrichen (mm).

Besondere Sorgfalt wurde den Windungen des Inductors zugewendet. Der Draht wurde von der Seite in die Nuth des aus vielen alten Mahagonistücken zusammengesetzten und sorgfältig abgedrehten Holzrahmens

eingeführt, und dann in eine in die Grundfläche der Nuth gearbeitet an Tiefe anfangs der Drahtdicke gleiche und dann bis zum Abstand von 180° bis zur Oberfläche der Grundfläche ansteigende Rinne ei gewunden, von wo aus er in Schraubenwindungen weiter geführt wurd Bei der ersten Windung, sowie den späteren an den Wänden anliege den wurde dies durch kleine Stücke Holz erreicht, welche von einem d Drahtdicke gleich dicken Holzcylinder abgespalten waren und zwische den Draht und die Wand eingelegt wurden.

Die Ablenkung der Nadel beim Drehen des Inductors ist auch hi bedeutend von der Selbstinduction desselben beeinflusst; während d Magnetismus der Nadel selbst keinen Einfluss hat. Berechnet man di selbe nach Maxwell, indem man nur die Inductionswirkung jeder ei zelnen Windung auf die benachbarten, nicht aber die der einzelnen Theil einer Windung unter einander berücksichtigt, so erhält man die Selbs induction $p$ gleich $0{,}028751 \,.\, 10^{10}$. Die Bestimmung derselben mittel der Wheatstone'schen Brücke nach Maxwell nach den Correctione für Temperatur und Polarisation der Kette ergab $0{,}02259 \,.\, 10^{10}$ [1]).

Der Widerstand $w$ des Inductors berechnet sich nach folgender Forme

$$w = \frac{1}{1 + \left(\frac{p\gamma}{w}\right)^2} \frac{\pi \gamma}{\sin(1+\zeta)\psi} \left(A + \frac{\lambda^2 B}{5}\right)$$

$$\left[F\left(tg\, i + \frac{p\gamma}{w} \sin x\right) - 2\pi \frac{m}{H} \frac{p\gamma}{w} \sin \omega \left(A + \frac{\lambda^2 B}{5}\right)\right],$$

---

[1]) Der bedeutende Unterschied findet seine Erklärung in einem bei der nume rischen Berechnung von $p$ untergelaufenen Fehler. Nach einer Berechnung vo Weinstein (Wied. Ann. **21**, p. 354, 1884*) ist der Coefficient der Selbstinduc tion nach der verbesserten Formel von Maxwell gleich $0{,}0205845 \,.\, 10^{10}$. Nacl demselben ist das Correctionsglied in der Formel für die Selbstinduction, wen $x = b/c$, gesetzt wird, also zu schreiben:

$$n^2 f\left(\frac{b}{c}\right) = \frac{n^2 \pi c^2}{24 a} \left\{\left[\log \frac{8a}{c} - \frac{1}{2} \log(1+x^2)\right](1+3x^2) + 3{,}45 x^2 \right.$$

$$\left. + \frac{221}{60} - 1{,}6\pi x^3 + 3{,}2 x^3 \operatorname{arctg} x - \frac{1}{10} \frac{1}{x^2} \log(1+x^2) + \frac{1}{2} x^4 \log\left(1 + \frac{1}{x^2}\right)\right\}.$$

Ist $b = 0$, so wird das Correctionsglied:

$$\frac{n^2 \pi c^2}{24 a}\left(\log \frac{8a}{c} + \frac{43}{12}\right).$$

Ist $c = 0$, so wird dasselbe:

$$\frac{n^2 \pi b^2}{8 a}\left(\log \frac{8a}{b} + \frac{1}{4}\right),$$

wie auch Lord Rayleigh (Proc. Roy. Soc. **32**, p. 118, 1881*) und Niven (Maxwell, Treatise, 2 ed., **2**, p. 321*) gefunden haben.

Ebenso wie Weinstein hat auch Stefan (Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. **88**, 2. Abth., Jahrg. 1883, p. 1201*) das Correctionsglied berechnet und für die Berechnung des Potentials von Rollen auf sich selbst sehr bequeme Tafeln aufgestellt. Derselbe findet für den Coefficienten der Selbstinduction $0{,}0206200 \,.\, 10^{10}$.

wo die Grösse $p\gamma/w$ durch besondere Versuche gefunden wird. Hierin ist:

$p$ der Coefficient der Selbstinduction der Spirale,
$\gamma$ die constante Rotationsgeschwindigkeit,
$\zeta$ der Torsionscoefficient des Fadens,
$\psi$ die Ablenkung der Magnetnadel,
$x$ der Winkel zwischen der Drehungsaxe des Inductors und dem Meridian,
$\omega$ der Winkel zwischen der Drehungsaxe und der magnetischen Axe,
$\lambda$ die halbe Länge des Magnetes,
$F$ die Fläche des Inductors,
$i$ die Inclination,
$m = 2\lambda\mu$, das Moment des Magnetes,
$H$ die Horizontalcomponente des Erdmagnetes,
$\varrho$ der Radius eines Ringes,
$e$ das vom Mittelpunkte des Inductors auf die Ebene eines Ringes gefällte Loth,

$$A = \sum\sum \frac{\varrho^2}{(\varrho^2 + e^2)^{3/2}},$$

$$B = \frac{15}{4} \sum\sum \frac{\varrho^2(\varrho^2 - 4e^2)}{(\varrho^2 + e^2)^{7/2}},$$

wo die Summationen über alle Ringe auszudehnen sind. Der daraus berechnete Werth einer B.-A.-Einheit schwankt bei positiver und negativer Drehung von 0,98915 bis 0,99138 und von 0,98347 bis 0,98733 Ohm, so dass die Differenzen je $^{4-6}/_{1000}$, d. h. etwa $^1/_2$ Proc. ausmachen. Das Mittel ist 1 B.-A.-U. = 0,9877 Ohm.

Die dritte Methode von W. Weber beruht darauf, dass man eine Magnetnadel in einem Multiplicator schwingen lässt, einmal, während derselbe geöffnet, sodann, während er geschlossen ist. 1315

Das Drehungsmoment $D$, welches ein Multiplicator auf die in ihm schwingende Nadel vom Momente $M$ ausübt, ist, wenn durch ihn ein Strom von der Intensität Eins fliesst, $D = 2n\pi M/r$, wo der Multiplicator durch $n$ kreisförmige Windungen vom Radius $r$ ersetzt ist. Bezeichnen wir die Länge des Magnetes mit $2l$, sein Fluidum an den Polen mit $\pm m$, so ist die von jedem Pole desselben auf den Multiplicator ausgeübte, auf der Ebene der Windungen normale Kraft gleich $D/2l = 2n\pi m/r$. Wird der Magnet in sehr kleine Schwingungen versetzt, so dass sich während derselben jene Kraft nicht ändert, und der Multiplicator in sich geschlossen, so inducirt jeder Magnetpol in ihm die gleiche elektromotorische Kraft, wie wenn der Magnet ruhte, der Multiplicator aber mit der entgegengesetzten Geschwindigkeit sich gegen den Magnetpol hinbewegte. Ist die Drehungsgeschwindigkeit Eins, also

die Geschwindigkeit der Magnetpole $l$, so ist die durch die Bewegung beider Pole inducirte elektromotorische Kraft $E = 4n\pi m l/r = 2n\pi M/r$.

Ist die Intensität des durch diese elektromotorische Kraft erzeugten Stromes im Multiplicator in elektromagnetischem Maasse gleich $i$, also die Intensität des Stromes bei der Drehungsgeschwindigkeit $d\varphi/dt$ gleich $i\,d\varphi/dt$, so ist wiederum das von demselben auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment gleich $-(2n\pi Mi/r).(d\varphi/dt)$. Das von dem Erdmagnetismus $H$ und der Elasticität des die Nadel tragenden Fadens auf sie ausgeübte Drehungsmoment ist gleich $-MH(1+\zeta)\varphi$ zu setzen. Ist also $k$ das Trägheitsmoment der Nadel, so ist die Bewegung derselben bestimmt durch die Gleichung:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + (1+\zeta)\frac{MH}{k}\varphi + \frac{2n\pi}{r}\frac{Mi}{k}\frac{d\varphi}{dt} = 0,$$

also

$$\varphi = Ae^{-\frac{n\pi Mi}{kr}t}\sin t\sqrt{(1+\zeta)\frac{MH}{k} - \left(\frac{n\pi Mi}{kr}\right)^2} \quad . \quad . \quad 1)$$

Ist $t_1$ die Dauer der Schwingungen der Nadel, $\lambda$ ihr logarithmisches Decrement, so folgt:

$$t_1 = \pi\left[(1+\zeta)\frac{MH}{k} - \left(\frac{n\pi Mi}{kr}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}} \text{ und } \lambda = \frac{n\pi Mit_1}{kr} \quad . \quad 2)$$

also

$$i = \frac{kr}{n\pi Mt_1}\lambda.$$

Der Widerstand des Multiplicators in absolutem elektromagnetischem Maasse ergiebt sich daher:

$$w = \frac{E}{i} = \left(\frac{n\pi M}{r}\right)^2\frac{2t_1}{k\lambda} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

Entwickelt man aus den Gleichungen (2) den Werth $1/k$ und setzt ihn in $w$ ein, so erhält man:

$$w = \frac{2n^2\pi^2 M}{Hr^2}\cdot\frac{\pi^2+\lambda^2}{(1+\zeta)\lambda t_1},$$

in welcher Formel sich alle Werthe bestimmen lassen.

So fand Weber z. B. den Widerstand seines Multiplicators (§. 1304) bei zwei Versuchsreihen, bei denen als Magnet einmal ein längerer Magnetstab und sodann ein kleiner, sehr starker natürlicher Magnet diente, gleich $189{,}9 \,.\, 10^8$ cm/sec.

Ein ganz ähnlicher Werth ($190{,}3 \,.\, 10^8$) ergab sich, als durch die im §. 1319 zu beschreibende Methode die Widerstände des §. 1304 beschriebenen Erdinductors und Multiplicators mit einander verglichen wurden, und dann das Resultat mit dem der ersten Beobachtungsreihe combinirt wurde.

Nach dieser Methode ist eine Auswerthung eines Siemens'schen Etalons in elektromagnetischem Maasse durch Fr. Weber[1]) vorgenommen worden. **1316**

Zwei gleiche Spiralen von 14,443 cm innerem, 18,446 cm äusserem Radius von je 691 Windungen und 5,364 cm Breite wurden conaxial in der magnetischen Ostwestrichtung aufgestellt. Genau in der Mitte zwischen ihnen, mit seinem Mittelpunkte in der Axe, war ein möglichst starker parallelepipedischer Magnet von 8 cm Länge, 2,01 cm Breite und 2,11 cm Höhe an einem 3 m langen dünnen Messingdraht aufgehängt. Die elektromagnetische Kraft $G$, welche der vom Strome Eins durchflossene Multiplicator auf die magnetische Masseneinheit ausübt, die in den Polen des Magnetes concentrirt gedacht werden kann, ergiebt sich aus den Dimensionen der Spiralen und der Lage der Magnetpole gegen dieselben nach der Formel:

$$G = \frac{2\pi n R^2}{\varrho^3}\left\{\begin{aligned} &1 + \frac{h^2}{R^2}\left\{\frac{1}{3} - \frac{5}{2}\frac{R^2}{\varrho^2}\left(1 - \frac{R^2}{\varrho^2}\right)\right\} - \frac{b^2}{\varrho^2}\left(\frac{1}{2} - \frac{5}{2}\frac{D^2}{\varrho^2}\right) \\ &- \frac{3}{4}\frac{l^2}{\varrho^2}\left[\frac{4D^2 - R^2}{\varrho^2} - \frac{h^2}{\varrho^2}\left\{\frac{5}{3} - \frac{14}{3}\frac{R^2}{\varrho^2}\right.\right. \\ &\quad \left. + \frac{4D^2 - R^2}{\varrho^2}\left(\frac{21}{6} + \frac{21}{4}\frac{D^2}{\varrho^2}\right)\right\} \\ &\quad \left. + \frac{b^2}{\varrho^2}\left\{\frac{4}{3} - \frac{56}{3}\frac{D^2}{\varrho^2} - \frac{4D^2 - R^2}{\varrho^2}\left(\frac{7}{6} - \frac{21}{2}\frac{D^2}{\varrho^2}\right)\right\}\right] \end{aligned}\right\},$$

wo $R$ der mittlere Radius, $n$ die Anzahl der als kreisförmig angesehenen Windungen des Multiplicators, $2D$ der Abstand der Mittelebenen beider Spiralen, $2h$, $2b$ die Höhe und Breite des von den Windungen erfüllten Raumes, $\varrho = \sqrt{R^2 + D^2}$ und $2l$ der Polabstand des Magnetes ist. Die Ausschläge $\alpha$ sind so klein genommen, dass $\cos\alpha = 1$ und $5\sin^2\alpha$ gegen 1 als verschwindend angesehen werden kann.

Ist dann das logarithmische Decrement der Schwingungen des Magnetes vor und nach der Schliessung des Multiplicators gleich $\lambda_1$ und $\lambda_2$, $T_1$ die Schwingungsdauer im ersten Falle, $M$ das Moment des Magnetes, $H$ die horizontale Componente des Erdmagnetismus, $\zeta$ das Torsionsmoment des Aufhängedrahtes, so ergiebt sich der Widerstand des Multiplicators in absolutem Maasse:

$$w = G^2\left(\frac{M}{H}\right)\frac{1}{2T_1\left(1 + \frac{\zeta}{MH}\right)} \cdot \frac{\pi^2 + \lambda_1^2}{\lambda^2\sqrt{\frac{\pi^2 + \lambda_1^2}{\pi^2 + \lambda_2^2}} - \lambda_1}.$$

Die Werthe $\lambda_1$, $\lambda_2$, $T_1$, $1 + \zeta/MH$ und $M/H$ wurden nach dem Gauss'schen Verfahren bestimmt; darauf der Widerstand des Multiplicators

[1]) H. F. Weber in Zürich, Absolute elektromagnetische und calorimetrische Messungen (Zürcher und Furrer, Zürich), Beibl. 2, p. 499, 1878*.

mittelst einer Brückenmethode mit dem einer Widerstandseinheit (S. Q.-E.) von W. Siemens verglichen, wobei sorgfältig alle Störungen durch Temperatureinflüsse, Uebergangswiderstände, Extraströme u. s. f. vermieden waren.

I. Sechs Versuche bei möglichst naher Aneinanderschiebung der Spiralen ($D = 39{,}2$ mm), wobei $\lambda_2 - \lambda_1 = 0{,}0296$, ergaben danach:

$$1 \text{ S. Q.-E.} = 0{,}95535 \times 10^{10} \text{ (von } 0{,}9532 - 0{,}9570 \times 10^{10}).$$

II. Bei sechs anderen Versuchen war $2D$ möglichst dem mittleren Radius der Windungen gleich ($2D = 164{,}4$), wobei $\lambda_2 - \lambda_1 = 0{,}0172$, und $G$ nahezu von der Poldistanz des Magnetes unabhängig sind. Es war:

$$1 \text{ S. Q.-E.} = 0{,}95388 \times 10^{10} \text{ (von } 0{,}9528 - 0{,}9555 \times 10^{10}).$$

III. Endlich wurde der Multiplicator neu gewickelt und der Magnet nach bedeutender Schwächung benutzt ($\lambda_2 - \lambda_1 = 0{,}0161$). Wiederum war bei sechs Versuchen (Anordnung wie in II):

$$1 \text{ S. Q.-E.} = 0{,}95430 \times 10^{10} \text{ (von } 0{,}9527 - 0{,}9551 \times 10^{10}).$$

Als Mittel der 18 Bestimmungen I. bis III. folgt:

$$1 \text{ S. Q.-E.} = 0{,}95451 \,.\, 10^{10},$$

oder

$$1 \text{ Ohm} = 1{,}04768 \text{ S. Q.-E.}$$

1317 Dorn[1]) hat diese Methode in der Weise mit Vortheil abgeändert, dass er das Drehungsmoment des Galvanometers durch Vergleichung der Ablenkungen bestimmte, welche ein constanter Strom in demselben (resp. nach Einfügung einer Brücke vor demselben) und in einer gleichzeitig in den Schliessungskreis eingeschalteten Tangentenbussole von leicht bestimmbaren Dimensionen erzeugte.

Ist der Widerstand des Galvanometers $w_g$, der daran angebrachten Brücke $w_b$, $I$ die Intensität des durch die Tangentenbussole geleiteten Stromes, $\alpha$ die Ablenkung seiner Nadel, $H$ die horizontale Componente des Erdmagnetismus, $R$ der mittlere Radius der Windungen der Tangentenbussole, $n$ ihre Zahl, so ist die Intensität des Stromes im Galvanometer:

$$i = \frac{w_b}{w_b + w_g} I = \frac{w_b}{w_b + w_g} \frac{HR}{2\pi n} tg\,\alpha.$$

Erzeugt der stationäre Strom $i$ im Galvanometer die kleine, durch Spiegelablesung im absoluten Bogenmaasse gemessene Ablenkung $\varphi$, ist $p$ das Empfindlichkeitsmaass des Galvanometers für constante Ströme, so ist:

$$p\,i = \varphi.$$

Ist ferner $q$ das durch den Strom Eins auf den Magnet des Galvanometers ausgeübte Drehungsmoment, so ist nach Bd. III, §. 324:

[1]) Dorn, Wied. Ann. 17, p. 773, 1882*, und nach einer gef. Originalmittheilung.

$$p = \frac{T_0^2}{\pi^2 k} q,$$

wo $T_0$ und $k$ die Schwingungsdauer der Nadel bei geöffnetem Multiplicator des Galvanometers, $k$ ihr Trägheitsmoment ist.

Lässt man die Nadel im geöffneten und geschlossenen Multiplicator schwingen und beobachtet ihre Decremente $\lambda_0$ und $\lambda$, und ist dabei der Widerstand in absoluten Einheiten $w$, so ist (Bd. III, §. 323):

$$q^2 = \frac{2wk}{T_0}\left(\lambda\sqrt{\frac{\pi^2+\lambda_0^2}{\pi^2+\lambda^2}} - \lambda_0\right).$$

Ist ferner 1 Quecksilbereinheit $= \sigma$ absoluten Einheiten, und $W$ der Werth des Widerstandes $w$ in Quecksilbereinheiten, so ist:

$$w = W\sigma,$$

und es wird unter Benutzung der früheren Gleichungen:

$$\sigma = \frac{2\pi^6 n^2}{H^2 R^2} \frac{\varphi^2}{tg^2\alpha}\left(\frac{w_g + w_b}{w_b}\right)^2 \frac{k}{T_0^3 W\left(\lambda\sqrt{\frac{\pi^2+\lambda_0^2}{\pi^2+\lambda^2}} - \lambda_0\right)},$$

wobei noch eine Reihe von Correctionen anzubringen ist.

Hierbei sind also die Werthe $H$, $R$, $\alpha$, $\varphi$, $T_0$, $W$, $k$, $\lambda_0$ und $\lambda$, sowie das Verhältniss von $w_g$ zu $w_b$ zu bestimmen. Ausserdem sind Correctionen wegen der Abhängigkeit der Empfindlichkeit und Dämpfung des Galvanometers von der Amplitude der Nadel desselben (mit Hülfe der von Schering[1]) gegebenen Formeln) sowie wegen der Länge der Nadel in der Tangentenbussole und der bei den Schwingungsbeobachtungen zur Messung des Erdmagnetismus eintretenden temporären Längs- und Quermagnetisirungen des Magnetes durch die Horizontalcomponente selbst anzubringen, welche alle einzeln berücksichtigt wurden. Ferner wurde die Selbstinduction im Galvanometer in Rechnung gezogen, wofür eine praktisch verwerthbare Formel abgeleitet ist[2]). Ist $P$ das Potential der Galvanometerspirale auf sich selbst, so ist dem Klammerwerthe im Nenner des Ausdrucks für $\sigma$ noch die Grösse

$$-\frac{P}{w}\frac{\lambda^2}{T_0}\frac{\pi^2}{\pi^2+\lambda^2}$$

beizufügen. $P$ wurde nach einer der §. 104 beschriebenen ähnlichen Methode direct experimentell ermittelt.

Die Versuche wurden in einem sehr fest gebauten Locale in Breslau fast ausschliesslich bei Nacht vorgenommen, die Zeitmessungen auf richtigen Gang der Uhr corrigirt. Die Scalen waren auf Spiegelglasplatten geklebt, der Scalenabstand wurde durch Verschiebung eines Perreaux'schen Meters unter zwei Mikroskopen mit Fadenkreuz, und Anschieben

---

[1]) Schering, Wied. Ann. 9, p. 287, 1880*. — [2]) Näheres hierüber siehe Dorn, Wied. Ann. 22, p. 265, 1884*.

von Glasscalen an den Spiegel resp. das Loth vor der Scala bestimmt. Das Meyerstein'sche Magnetometer zur Bestimmung von $H$ wurde genau an die Stelle der Tangentenbussole gebracht. Locale erdmagnetische Einflüsse wurden beachtet. Das Trägheitsmoment wurde in bekannter Weise durch Schwingungsbeobachtungen mit Auflage von Gewichten festgestellt. Die Tangentenbussole hatte 4 Windungen von 1 mm dickem Kupferdrahte, dessen mittlerer Radius (25,377 cm) durch ein umgelegtes Stahlband, sowie durch mikroskopische Vergleichung von acht genau äquidistanten Durchmessern mit dem Perreaux'schen Meter gemessen wurde. Der kupferne Dämpfer desselben hatte keine localen Einflüsse. Das Galvanometer hatte einen 100 mm breiten, länglichen Multiplicatorrahmen mit 276 Windungen von 3 mm dickem Kupferdrahte in 12 Lagen; in zwei seitlichen Abtheilungen waren noch 150 Windungen von dünnerem Drahte, durch welche der Strom eines Daniell'schen Elementes mittelst eines Commutators zur Erregung der Schwingungen des Magnetes geleitet wurde. Der 16,95 cm lange, 1,42 cm dicke Magnetstab lag mit zwei Nuthen in den Doppelgabeln eines Bügels im Inneren des Multiplicators. Zur Aufhängung diente ein an einem Torsionskreise befestigter Stahldraht [1]). An den Enden des Bügels waren zwei verticale Stifte zum Aufstecken von Gewichten für die Bestimmung des Trägheitsmomentes angebracht. Der ganze Apparat wurde durch einen Kasten mit Spiegelglaswänden und Pappdeckeln geschützt. Der Magnet wurde im Multiplicator centrirt und die zur Reduction der Ablenkungen und Dämpfungen auf unendlich kleine Schwingungsbogen erforderlichen Beobachtungen wurden vorgenommen, indem die Schwingungsdauer und das logarithmische Decrement für die natürliche und zwei nach beiden Seiten gleiche Ablenkungslagen bestimmt wurde. Die erstere Correction wurde auch durch Vergleichung der Ablenkungen mit denen in der Tangentenbussole, sowie der Ablenkungen durch verschieden starke Ströme bei Einschaltung verschiedener Widerstände festgestellt.

Bei den Hauptbeobachtungen wurde erst das Galvanometer mit der Tangentenbussole verglichen, dann die Schwingungsdauer aus 3 × 10 Durchgangszeiten in Intervallen von je 10 Minuten bestimmt, darauf das logarithmische Decrement für 4 Widerstände gemessen, die Schwingungsdauer nochmals beobachtet und dann die ersterwähnte Vergleichung wiederholt.

Als Widerstände wurden zwei Universalwiderstände und eine Widerstandsscala von Siemens verwendet, von denen die ersteren auch als Messbrücke zu verwenden waren. Der Widerstand der Stöpsel wurde berücksichtigt.

Als Resultat ergiebt sich der Widerstand einer Quecksilbereinheit im Mittel gleich 0,94825 Ohm (0,94797 bis 0,94865), also ein theoretisches Ohm gleich 1,0546 Q.-E.

---

[1]) Vergleiche die Beschreibung des Galvanometers von F. Kohlrausch, Pogg. Ann. Ergänzungsbd. 6, p. 24, 1874*.

1318 Wild[1]) hat seine Versuche im Allgemeinen nach derselben Methode angestellt. Der Empfindlichkeitscoefficient des Galvanometers wurde auch hier durch Vergleichung mit einer Tangentenbussole bestimmt und die Aenderung desselben mit wachsendem Ausschlage[2]) nach den Berechnungen von Chwolson[3]) berücksichtigt. Auch wurde der Einfluss des Eisengehaltes des Multiplicators in Betracht gezogen. Bei Drehung desselben um $\pm 3^1/_2{}^0$ aus der Symmetrielage gegen die Magnetnadel wurde dieselbe um etwa 1′ abgelenkt, was das Endresultat um 0,4 Proc. beeinflusst. Ferner wurde ganz besonders der Einfluss der magnetischen Einwirkung der Erde auf die Magnetnadel berücksichtigt, indem dieselbe bifilar aufgehängt und in die transversale Lage gebracht wurde, welche durch Drehen des zuerst mit dem Magnet belasteten Gehänges nach Entfernung desselben und Einlegen eines messingenen Torsionsstabes um 90° erzielt wurde. Der ebenso gestellte Multiplicator bestand aus einem rechtwinkligen Mahagonirahmen von 3 mm Wandstärke, mit einem Hohlraum von 138 mm Breite, 35 mm Höhe und 310 mm Länge, welcher einen Raum von 110 mm Breite zur Aufnahme eines 2 mm dicken, mit Wolle umsponnenen und paraffinirten Kupferdrahtes in acht sehr sorgfältig gewundenen Lagen von abwechselnd 33 und 32 (im Ganzen 260) Windungen bot. Der rechtwinklige parallelepipedische Magnet ist 290 mm lang, 36 mm breit, 12 mm dick und nach der Methode von Strouhal und Barus durch wiederholtes Erhitzen in Dampf möglichst constant permanent magnetisirt. Der Magnet liegt in fixirter Lage in einem Messingtroge, welcher durch einen Messingbügel mit Gegengewicht mit einem mit Spiegel versehenen, verticalen Stab verbunden ist, der wiederum an einem Querstück an den zwei Suspensionsfäden aufgehängt ist. Diese aus zehn einzelnen Coconfäden bestehenden Fäden gehen oben über eine Rolle. Der Apparat ist durch einen Kasten aus Glas und Holz geschützt. — Wie bei dem Apparate von Dorn dient ein besonderer, um den Multiplicator gelegter Draht, durch welchen ein Strom mittelst eines Commutators in der einen oder anderen Richtung geleitet wird, zum Beruhigen oder Antreiben des Magnetes.

Zur Bestimmung des Verhältnisses $M/H$ wurde der Magnet im Multiplicator durch einen unifilar aufgehängten, in einem ganz gleichen Lager befindlichen ersetzt, in welches zur Ermittelung der Localeinflüsse am Orte des Multiplicators und der Tangentenbussole beide Magnete hineinpassten, und derselbe durch den ersten Magnet abgelenkt. Die Ablenkungsversuche geschahen in üblicher Art mit besonderen Vorsichtsmaassregeln, indem der ablenkende Magnet in Mahagonirinnen in verschiedene Abstände von dem unifilar aufgehängten Magnete genau in der Höhe desselben gelegt wurde. Dabei wurden die Längendimensionen

[1]) Wild, Mém. de St. Petersb. [7] 32, Nr. 2, p. 122, 1884*, Auszug, Wied. Ann. 23, p. 665, 1884*. — [2]) Vergl. Wild, Mém. de St. Petersb. 26, Nr. 8, 1878*. — [3]) Chwolson, Mém. de St. Petersb. 26, Nr. 14, April 1879*, 28, Nr. 3, April 1880*.



der Magnete so gewählt, dass in der Formel für $M/H$ die Summe der ersten zwei von der Entfernung abhängigen Correctionsglieder Null wurde. Auch wurde nach den Berechnungen von Chwolson [1]) die Quermagnetisirung berücksichtigt.

Die nach dem Princip von Helmholtz gebaute Tangentenbussole hat zwei auf möglichst kreisrunde Räder von altem Eschenholz mit eingedrehten Schraubengängen gewundene Spiralen von je 15 Windungen von 1 mm dickem Kupferdrahte, deren Durchmesser (im Mittel 1011,6 mm) mittelst eines Kathetometers mit Mikrometerfernröhren bestimmt worden war. Der Abstand der Spiralen von der Mittelebene zwischen ihnen, in welcher der Magnet hing, betrug nach ähnlichen Messungen 505,9 mm.

Der Abstand von Scala und Spiegel für die Bifilar-, die Unifilaraufhängung und bei der Tangentenbussole wurde durch Messung mit einem Kalibermaassstab von etwa 4 m Länge bestimmt. Die Scalen und Maassstäbe waren alle verificirt. Der Torsionscoefficient wurde durch Drehung des den bifilar aufgehängten Magnet tragenden Schraubenkopfes um $\pm 360^0$, sowie bei Drehung der einzelnen Fäden bestimmt.

Auch wurde der Einfluss der in dem Local befindlichen Magnete besonders in Betracht gezogen, ebenso bei der Bestimmung des Verhältnisses der Horizontalintensität an der Stelle des Galvanometers und der Tangentenbussole der Einfluss des Eisengehaltes des Dämpfers in ersterem auf die Schwingungsdauer. Die Zeiten wurden auf Normalzeit reducirt.

Die Vergleichung der Widerstände $w_g$ und $w_b$ (vgl. §. 1317) geschah wesentlich nach der Methode von Carey Foster (vgl. §. 1307, Anm.), wobei indess der verschiebbare Contact an dem einen Ende des Batteriezweiges, nicht an dem des Galvanometerzweiges angebracht war. Die dazu verwendete Brücke enthält einen auf einen Marmorcylinder gewickelten Messdraht, wie ihn später auch F. Kohlrausch (Bd. I, §. 459) benutzt hat [2]). In alle Zweige sind Widerstandskasten eingefügt. Die Verbindungen geschahen durch Quecksilbernäpfe, bestehend aus einer Schale von Buchsbaumholz, in welche unten eine 2 mm dicke amalgamirte Kupferplatte eingelegt war, auf die ein Buchsbaumcylinder mit verticalen Durchbohrungen gesetzt war, wohinein die Leitungsdrähte passten. Zur Kalibrirung des Rheostatendrahtes, welcher beim Hin- und Herdrehen, Veränderung der Quecksilberverbindungen und Stöpselungen seinen Widerstand nicht änderte, wurde mit und ohne Einschaltung eines Widerstandes von etwa 0,025 S. E. bei verschiedener Einstellung das Galvanometer in der Brücke auf Null gestellt. Auch wurden die Siemens'schen Einheiten und der Widerstandskasten controlirt.

Die benutzten Thermometer waren mit einem Normalthermometer verglichen.

---

[1]) Chwolson, Mém. de St. Petersb. 31, Nr. 10, Mai 1883*. — [2]) Vergl. Chwolson, Bullet. de St. Petersb. 22, p. 409, Oct. 1876*.

Als Resultat aller Messungen (9 Reihen) ergiebt sich nach einer späteren Correction wegen der Selbstinduction 1 S.E. = 0,94627 Ohm mit einem wahrscheinlichen Fehler des Endresultates von 0,000081, abgesehen von constanten, in der Theorie nicht berücksichtigten Fehlern. — Nach Dorn ist hierbei noch eine doppelte Correction anzubringen, einmal eine kleine wegen einer nicht ganz richtigen Behandlungsweise der Selbstinduction[1]), wodurch der Werth sich auf 0,94597 reducirt; sodann eine grössere, wegen einer besonderen Einrichtung der Siemens'schen Stöpselrheostaten, bei welchem an jedem Metallstücke zwischen den Stöpseln ein Kupferdraht hängt, an den die Enden zweier auf einander folgender Widerstände befestigt sind, so dass, wenn diese z. B. gleich sind, beim Ziehen des Stöpsels zwischen ihnen der Widerstand nicht genau der doppelte wird (vergl. §. 1347 Anm.). Die hiernach corrigirten Beobachtungen ergeben nach Wild[2]):

1 S. E. = 0,94315 Ohm,

oder

1 Ohm = 1,06027 Q.-E.

**1319** Um die Schwierigkeit der Bestimmung des magnetischen Momentes $M$ der Nadel und des reducirten Radius des Multiplicators zu umgehen, combinirt F. Kohlrausch[3]) die beiden §. 1302 und §. 1315 angeführten Methoden zu einer vierten Methode.

Lässt man zuerst die Nadel eines Galvanometers schwingen, wenn dasselbe mit einem ruhenden Erdinductor verbunden ist, so gilt die Bd. III, §. 323 gefundene Gleichung für den Empfindlichkeitscoefficienten $q$ des Galvanometers, d. h. das Drehungsmoment, welches ein momentaner Strom Eins auf die den Drahtwindungen parallele Nadel ausübt:

$$q^2 = 2\,\frac{w\,k}{T_0}\left(\lambda\sqrt{\frac{\pi^2+\lambda_0^2}{\pi^2+\lambda_1^2}}-\lambda_0\right) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 1)$$

wo $w$ den Widerstand des durch den Inductor geschlossenen Galvanometers, $k$ das Trägheitsmoment, $T_0$ und $\lambda_0$ die Schwingungsdauer und das logarithmische Decrement der Nadel bei geöffneter Schliessung, $\lambda_1$ das Decrement bei geschlossenem Galvanometer angiebt. Wird durch letzteres der Strom eines Erdinductors geleitet, den man aus der auf dem magnetischen Meridian senkrechten Lage um 180° dreht und ist $H$ die horizontale Componente des Erdmagnetismus, $F$ die von dem Drahte umschlossene Fläche des Inductors, so ist die bei jeder Umdrehung durch jeden Querschnitt gehende Elektricitätsmenge $\int i\,dt = 2\,FH/w$. Die

---

[1]) Siehe Dorn, Wied. Ann. 22, p. 265, 1884*. — [2]) Wild, Wied. Ann. 23, p. 665, 1884*. — Nach Lord Rayleigh (Wied. Ann. 24, p. 214, 1885*) können bei dieser Methode auch die in der Masse des Magnets inducirten Ströme Störungen verursachen. Vergl. über diese Methode auch F. Kohlrausch, Wied. Ann. 20, p. 87, 1884*. — [3]) F. Kohlrausch, Pogg. Ann. Ergänzungsband, 6, p. 1, 1873*; Gött. Nachr. 1870, 5. Nov.



Winkelgeschwindigkeit der Nadel wird hierdurch:

$$\gamma = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{2\,q\,F\,H}{w\,k}, \text{ also } q^2 = \frac{\gamma^2\,w^2\,k^2}{F^2\,H^2} \quad \ldots \ldots \quad 2)$$

Aus 1) und 2) folgt der Widerstand $w$ in absolutem Maasse:

$$w = \frac{1}{\gamma^2}\,\frac{8\,F^2 H^2}{T_0\,k}\left(\lambda\sqrt{\frac{\pi^2+\lambda_0^2}{\pi^2+\lambda^2}}-\lambda_0\right).$$

Die Winkelgeschwindigkeit $\gamma$ kann mittelst der die Zurückwerfungsmethode bestimmt werden (vergl. Bd. III, §. 333).

Nach der Bd. III, §. 219 erwähnten Methode hat F. Kohlrausch[1]) den Flächenraum seiner Inductionsspirale zu 38,72 qm (statt früher nach W. Weber durch directe Messung beim Aufwinden 38,28) bestimmt. Schon früher hatte er den in der erwähnten Weise in absolutem Maasse gemessenen Widerstand des Inductionskreises mit dem eines Siemens'schen Etalons verglichen, indem er beide in die Parallelzweige eines Differentialgalvanometers einschaltete, den Strom des Erdinductors hindurchleitete und die Ablenkungen bei Vertauschung beider Einschaltungen bestimmte. Er fand mit Benutzung der neueren Zahl für den Flächenraum des Inductors:

1 Q.-E. = 0,9442 Ohm, bez. 0,9899 B.-A.-U.

(während erstere Zahl nach den früheren Angaben 0,9717 Ohm war).

**1320** Eine weitere fünfte Methode beruht darauf, dass man zwei Spiralen einander parallel und conaxial gegenüberstellt, durch die eine einen Strom von in absolutem Maasse bekannter Intensität $I$ leitet und die Intensität $i$ des in der zweiten Spirale erzeugten Inductionsstromes beim Oeffnen des ersten Stromes an einem Galvanometer von bekanntem Reductionsfactor abliest. Da die Inductionsconstante bei den absoluten Maassen gleich Eins[2]) ist, so ist, wenn $w$ der Widerstand des Inductionskreises, $P$ das Potential beider Spiralen auf einander ist:

$$i = \frac{IP}{w} \text{ oder } w = \frac{I}{i}\,P.$$

Solche Versuche sind von Rowland, Glazebrook und Sargent, Fr. Weber, sowie von Mascart ausgeführt worden.

**1321** Rowland[3]) verwendete für alle Apparate ganz dünnen, seidenbesponnenen Kupferdraht, der in genau gedrehte Messingrinnen gewunden war, in welche gerade eine Drahtlage hinein passte. Jede Schicht hatte die gleiche Windungszahl ohne Zwischenlage von Papier. Correctionen

---

[1]) F. Kohlrausch, Gött. Nachr. 6. Sept. 1882, p. 660*. — [2]) Wegen dieses Verhältnisses nennt man diese Methode zuweilen die Methode von Kirchhoff (vergl. §. 1300). — [3]) Rowland, Sillim. Journ. [3] 15, p. 281, 325, 430, 1878*; Beibl. 2, p. 508*.

wurden für die Einsenkung der oberen Schichten zwischen die Drähte der unteren, für die Fehler des Dickenmaasses u. s. f. angebracht.

Die in den inducirenden Kreis eingeschaltete Tangentenbussole war ganz von Messing und hatte einen Kreis von 50 cm Durchmesser. Die mit einem Aluminiumzeiger versehene und insgesammt 1 bis 2 g schwere Nadel von 2,7 cm Länge schwebte über einem auf 15 Minuten getheilten Kreise von 20 cm Durchmesser auf einer Spitze, was wohl die Genauigkeit der Einstellung wesentlich beeinträchtigen musste. Sie stellte sich nach den Ablenkungen auf 1 bis 2 Minuten genau ein, was auch der wahrscheinliche Beobachtungsfehler war und war soweit von allem Messing entfernt, dass dessen etwaige magnetische Einwirkung verschwand.

Das Galvanometer im Inductionskreise war ganz von Messing, ausser dem Grundbrette, und wog 20 bis 25 Pfund. Die zwei Spiralen desselben waren auf einen messingenen, zur Verminderung der Dämpfung aufgeschlitzten Kreiscylinder von etwa 8,2 cm Länge und 11,6 cm Durchmesser in zwei Rinnen von etwa 3 cm Tiefe und 2,5 cm Breite eingewunden. Die Oeffnung in der Mitte zur Aufnahme der Nadel hatte 5,5 cm Durchmesser. (Verhalten sich die Tiefe und Breite der Windungsschichten wie 108 : 100 und sind ihre mittleren Querschnitte um ihren Radius von einander entfernt, so ist das Magnetfeld in der Mitte nahezu gleichförmig.) Der Messingcylinder ruhte auf einer auf einem Kreise drehbaren Messingsäule, deren Einstellung durch zwei Nonien auf 30 Secunden genau bestimmt wurde. Unter der Nadel ging durch die Oeffnung ein dünner, 95 cm langer, 2 cm breiter Messingstab, der am Ende ein kleines Fernrohr trug, um mittelst desselben den Apparat zugleich als Sinusbussole benutzen zu können. Die Spiralen enthielten 1790 Drahtwindungen von etwa 5 Pfund seidenbesponnenem Kupferdraht Nr. 22.

Die zwei verwendeten Nadeln waren so construirt, dass ihre magnetischen Axen constant blieben. Dazu wurden zwei dünne Blättchen von magnetisirtem, glashartem Stahl von 1,27 und 1,2 cm Länge auf den beiden Seiten eines mit einem Spiegel versehenen quadratischen Brettes mit ihren Flächen vertical befestigt. Das Trägheitsmoment der Nadeln wurde durch Messinggewichte in der Verlängerung der magnetischen Axe vermehrt; ihr Gewicht betrug 5,1 und 5,6 g, ihre Schwingungsdauer 7,8 und 11,5 Secunden. Sie hingen an drei je 43 cm langen einfachen Coconfäden.

Der äussere Radius der Spiralen betrug $R = 5{,}6212$, der innere $r = 3{,}0212$ cm; die Abstände der äusseren und inneren Endflächen der Spirale von dem Mittelpunkte waren $X = 3{,}475565$ und $x = 0{,}935565$ cm. Daraus lässt sich die axiale Componente ihrer Wirkung auf die Nadel berechnen. Auch wurde dieselbe durch Vergleichung mit einer grossen, auf einen Messingcylinder gewundenen Spirale von 27,5 cm Durchmesser und 240 Windungen, von einem durch Rechnung gefundenen, 23 mal kleineren Drehungsmomente bestimmt, wobei die erste Spirale nach d-

Princip der Sinusbussole, die zweite nach Art der Tangentenbussole unter Ablesung der Ablenkungen mittelst Scala und Fernrohr verwendet wurde. Um die Unterschiede des Erdmagnetismus an den Orten beider Instrumente zu eliminiren, wurden sie mit einander an ihren Stellen vertauscht. Die Spiralen selbst bestanden aus einem äusseren und inneren Paare, deren Drehungsmomente einzeln und vereint beobachtet werden konnten. Der Fehler hierbei wird höchstens auf $^1/_{2000}$ bis $^1/_{3000}$ angegeben.

Um das Verhältniss der horizontalen Intensitäten des Erdmagnetismus an den Orten der Tangentenbussole im inducirenden und des Galvanometers im inducirten Kreise zu bestimmen, war letzteres von einem grossen Drahtkreise von $^1/_{10}$ mm dickem Kupferdrahte umgeben, welcher auf einen grossen Holzring von 82,7 cm Durchmesser, 0,5 cm Breite und 1,8 cm Dicke gewunden war. Derselbe war conaxial mit den Rollen des Galvanometers und 1,1 cm nach der einen Seite aufgestellt, um die die Coconfäden tragende Glasröhre vorbeizulassen. Aus der zu 259,58 cm gemessenen Länge des Drahtes wird der mittlere Radius gleich 41,31344 cm berechnet. Aus den Ablenkungen, welche ein durch diesen Kreis geleiteter Strom den Nadeln der beiden erwähnten Apparate ertheilt, kann das obige Verhältniss berechnet werden.

Die Inductionsrollen selbst waren auf Messingcylinder gewunden, welche mit ihren Endflächen genau auf einander geschliffen waren. Dadurch, dass sie in der einen oder anderen Weise auf einander gelegt wurden, konnten sie vier Abstände von einander erhalten, die bei 12 je auf $^1/_{20}$ mm genauen Beobachtungen an verschiedenen Stellen bis auf $\pm$ 0,001 mm genau bestimmt sein sollen. Der mittlere Radius der drei benutzten Spiralen betrug $A = 13{,}710$, $B = 13{,}690$, $C = 13{,}720$ cm; die Windungszahl war 154.

Die Intensität des inducirenden Stromes wird aus dem constanten Ausschlage, die des inducirten aus der ersten Ablenkung abgeleitet.

Um die Nadel des Galvanometers im Inductionskreise auf Null zu bringen, befand sich im Kreise eine kleine Spirale, die auf einem Hufeisenmagnete rechtzeitig hin- und hergeschoben wurde.

Der Widerstand des Kreises wurde durch eine Wheatstone'sche Brücke mit dem eines willkürlichen Etalons von Neusilberdraht und eines Drahtes von Platinsilberlegirung verglichen, welcher wiederum mit Copien der B.-A.-U., resp. mit Widerstandseinheiten von 10 und 100 B.-A.-U. (von Elliot Brothers und von Warden, Muirhead und Clark) verglichen war.

Die Inductionsrollen lagen horizontal in gleicher Höhe mit dem Galvanometer, um keine magnetische Wirkung darauf auszuüben.

Alle Verbindungsdrähte waren so zusammengewunden, dass der Strom in ihnen keine magnetische Wirkung nach aussen hatte.

Die Versuche wurden sowohl bei directer Oeffnung, als auch nach der Zurückwerfungsmethode gemacht; beide gaben die gleichen Resultate; etwaige Extraströme in dem primären Kreise, oder Aenderungen der

elektromotorischen Kraft der Säule durch dieselben waren bis zur Maximalelongation der Nadel (4 bis 6 sec.) völlig abgelaufen.

Zuerst wurde die Schwingungsdauer der Nadel beobachtet, dann der Strom durch den grossen Kreis geleitet und gleichzeitige Ablesungen an beiden Galvanometern gemacht; ebenso nach Umkehrung der Stromesrichtung für das Tangentengalvanometer oder den grossen Kreis und bei drei Stromintensitäten. Die Inductionsspiralen wurden dabei in der einen oder anderen Richtung eingefügt. Dann wurde der Widerstand des Schliessungskreises dem des willkürlichen Etalons gleich gemacht, der grosse Kreis aus der Schliessung ausgeschaltet und nun durch Oeffnen die Intensität der Inductionsströme bei entgegengesetzten Stromrichtungen und bei drei verschiedenen Stromintensitäten gemessen. Darauf wurde der Widerstand mit dem Etalon verglichen und regulirt, die Inductionsrollen wurden in die anderen Lagen gebracht, welche sie einnehmen konnten; die Widerstände wieder verglichen, die Vergleichung des grossen Kreises und des Tangentengalvanometers von Neuem vorgenommen und die Schwingungsdauer der Nadel beobachtet. Bei Anwendung der Zurückwerfungsmethode wurde dieselbe Reihenfolge eingehalten.

Die Widerstände des Etalons betrugen im Mittel 34,7192.

Die Vergleichung mit den Copien der B.-A.-U. ergiebt den Werth einer B.-A.-U. gleich

| | |
|---|---|
| Widerstandsrolle von Elliot . . . . . . . . . | 0,99257 Ohm |
| Widerstand von 10 B.-A.-U. von Elliot . . . . | 0,98963 |
| „ „ 10 „ „ Warden u. s. f. | 0,99129 |
| „ „ 100 „ „ „ „ | 0,99098 |

**1322** F. Weber[1]) hat nach dieser Methode zwei Versuchsreihen ausgeführt. Bei der ersten wurden die §. 1316 erwähnten Spiralen mit ihren Windungen in der magnetischen Meridianebene conaxial in einem Abstande $D$ von einander aufgestellt und die eine, die inducirende, mit einem einfachen Ringe von 165,7 mm Radius in den Schliessungskreis einer äusserst constanten Daniell'schen Säule eingeschaltet. In den Schliessungskreis der anderen, der inducirten, war eine aus 370 Windungen gebildete Spirale von 154,2 mm innerem, 172,22 mm äusserem Radius eingeschaltet, die aus zwei neben einander liegenden, nur durch einen kleinen Zwischenraum getrennten Hälften von je 33,5 mm Breite bestand, deren Mittelebenen um 20,75 mm von einander abstanden. Gerade zwischen beiden Hälften lag ihnen conaxial der einfache Ring und in ihrer Mitte schwebte an einem Coconfaden ein kleiner, mit Spiegel versehener Magnet von 40 mm Länge. Zuerst wurde der inducirte Kreis geöffnet und die Stärke $I$ des Stromes im inducirenden durch die Ablenkung des Magnets durch den einfachen Ring bestimmt. Dann wurde

[1]) Fr. Weber, l. c. §. 1316.

der inducirende Kreis nach Ausschaltung des Ringes ebenso wie der inducirte Kreis geschlossen, und beim plötzlichen Oeffnen des inducirenden der dabei inducirte Integralstrom $i$ gemessen. Die inducirte elektromotorische Kraft wurde berechnet. Die Intensitäten $I$ und $i$ ergeben sich in absolutem Maasse aus den Formeln:

$$I = \frac{1}{2\pi} R . H \left(1 - \frac{\zeta}{MH}\right)\left(1 - \frac{3}{4}\frac{l^2}{R^2}\right) tg\, \alpha,$$

wo $\alpha$ der Ausschlagswinkel des Magnets,

$$i = \frac{H}{G}\frac{a}{\pi} T \left(1 + \frac{\zeta}{MH}\right) e^{\frac{\lambda}{2}},$$

wo $a$ der vom Magnet beschriebene Bogen ist und die übrigen Werthe dieselbe Bedeutung wie in §. 1316 haben. $G$ berechnet sich aus den Dimensionen; dazu hat man $n = 370$, $r = 163{,}2$, $\varrho = 164{,}5$, $D = 20{,}7$, $2h = 18{,}0$, $2b = 33{,}5$, $2l = 33{,}0$ mm.

Da nun, wenn das zu berechnende Potential der Spiralen auf einander $P$ ist, $wi = PI$ ist, so folgt:

$$w = \frac{1}{2aT} PRG \left(1 - \frac{3}{4}\frac{l^2}{R^2}\right) e^{-\frac{\lambda}{2}} tg\, \alpha.$$

Nun wurde 1) der Widerstand $w$ wie früher nach der Brückenmethode in Siemens'schen Einheiten ausgedrückt, sodann wurde 2) in den inducirten Kreis ein ganz gestöpselter Siemens'scher Rheostat eingeschaltet, Bogen $a$ bestimmt, dann wurden noch 10 S. Q.-E. des Rheostaten ausser den vorhandenen Widerständen $w$ eingefügt und wiederum der Ausschlag $a_1$ bestimmt, der, in obige Formel eingesetzt, den Widerstand $w_1$ misst. Die Differenz der in beiden Fällen erhaltenen Werthe $w_1 - w$ entspricht 10 S. Q.-E. Nach beiden Methoden wurden zwei Reihen von je sechs Beobachtungen ausgeführt, erst ($A$) bei Nahestellung der Spiralen (grosses $P$ und kleines $I$), dann ($B$) bei fernerer Stellung (kleines $P$ und grosses $I$). Die Reihen ergaben:

| | | |
|---|---|---|
| 1) | $A$ | $0{,}9559 \times 10^{10}$ (0,9536 — 0,9581), |
| 1) | $B$ | $0{,}9550 \times 10^{10}$ (0,9525 — 0,9581), |
| 2) | $A$ | $0{,}9549 \times 10^{10}$ (0,9516 — 0,9575), |
| 2) | $B$ | $0{,}9559 \times 10^{10}$ (0,9541 — 0,9589). |

Das Gesammtmittel aller dieser Bestimmungen ist demnach:

1 S. Q.-E. = 0,9554 Ohm.

Nach einer späteren Correction[1]) wegen einer Ungenauigkeit der benutzten Quecksilbereinheit wird dieser Werth:

1 S. Q.-E. = 0,9529 Ohm.

---

[1]) H. Fr. Weber, Der absolute Werth der Siemens'schen Quecksilbereinheit und der Grösse des Ohms als Quecksilbersäule (Resultate von Messun-

1323 Bei neueren Versuchen (l. c.) (1880 und 1882) wurde die Induction in einer Spirale beim Oeffnen oder Schliessen des Stromes in einer benachbarten Spirale verwendet.

Die Spiralen *A* und *B* sind auf Bronzerahmen mit vollkommen ebenen Seitenflächen und genau gleichen rechteckigen, an einer Stelle radial aufgeschlitzten Rinnen gewickelt. Die Zahlen der Windungen betragen bei *A* 644 in 28 Lagen zu 23 Windungen, bei *B* 643 in 28 Lagen, wobei die oberste Lage nur 22 Windungen enthält. Der Schlitz gestattet die Bestimmung des mittleren Radius. Die Drahtdicke beträgt 0,186 cm, der Radius der cylindrischen Bodenfläche 12,9 cm, der (an fünf neben einander liegenden Stellen gemessene) Radius der Oberfläche der äussersten Windungsschicht, resp. 17,618 und 17,670, die Breite derselben 4,30 und 4,31 cm.

Die eine Spirale wurde auf die horizontale Oberfläche eines Steinpfeilers gelegt und darauf mittelst dreier gleich langer Kupferstützen genau conaxial die andere. Das Potential derselben auf einander wurde berechnet.

Der inducirte Strom wurde durch einen aus zwei gleichen Spiralen *C* und *D* von 12,870 cm innerem, 17,432 cm äusserem Radius, von 4,33 und 4,36 cm Breite und 568 Windungen von 0,196 cm dickem Drahte bestehenden Multiplicator geleitet, welche Spiralen mit ihren ebenen Wänden (von 0,58 cm und 0,57 cm Dicke) mit ihren Axen in horizontaler Lage an einander gestellt und einzeln oder vereint benutzt wurden. Der kleine Galvanometermagnet hing genau in der Berührungsebene beider Spiralen. Zur Messung der Intensität des inducirenden Stromes war in die innere Seitenwand der Spiralen *C* und *D* eine Rinne mit halbkreisförmigen Querschnitten eingedreht, in welche ein wohl isolirter Drahtkreis von 17,82 cm Radius eingelegt war. Der inducirende Strom wurde durch einen oder beide Drahtkreise geleitet und die Ablenkung der Nadel bestimmt. Kurz nach den Versuchen wurde der Widerstand des inducirten Kreises mittelst einer Brückenvorrichtung mit dem eines Siemens'schen Etalons verglichen, wobei die Temperatur bei jeder Versuchsreihe sich um nicht mehr als $0,1^0$ änderte.

Als Mittel der übereinstimmenden Versuche vom Jahre 1880 ergab sich 1 Q.-E. gleich 0,9498, aus denen vom Jahre 1882 gleich 0,9500 Ohm, also ein etwa $^1/_4$ Proc. kleinerer Werth als mit den früheren weniger vollkommenen Apparaten.

Bei den Versuchen vom Jahre 1883 wurden vier grössere Spiralen, zwei, *A* und *B* für den Inductor, zwei, *C* und *D* für das Galvanometer verwendet, deren Rinnen einen inneren Durchmesser von 65,949 bis 65,976 cm, und 4,498 bis 4,500 cm Breite hatten und 1041 bis 1056 Windungen in je 32 Lagen aufnahmen, deren äusserer Durchmesser

gen aus den Jahren 1880, 1882, 1883, 1884. Zürich, Zürcher und Furrer 1884, 49 Seiten; Beibl. 8, p. 838*.

73.720 bis 73.674 cm betrug. Die Dicke des mit doppelter Seide übersponnenen Drahtes war 0.136 cm. Der Widerstand jeder der Spiralen betrug bei 15 bis 20° etwa 36 Q.-E. Die Isolation der Spiralen gegen den metallischen Rahmen und der Windungen unter einander wurde untersucht; zwei leitende Stellen hatten einen so hohen Widerstand, 25000 und 157000, dass die Leitung daselbst zu vernachlässigen war.

Die Aufstellung der Spiralen war die frühere: die Inductionsspiralen wurden durch Stützen von etwa 15,02, 29,93 und 45,02 cm Höhe von einander gehalten, die Abstände der Mittelebenen durch Kathetometerablesungen von verschiedenen Seiten her bestimmt. Die Galvanometerspiralen wurden in einer cylinderförmigen, ihrem Umfange genau entsprechenden Höhlung auf ein Fussgestell von Bronze gestellt, und dann mit einander verschraubt. Als Magnete dienten zwei kurze Stahllamellen von $3^1/_2$ mm Dicke, 31 bis 31,6 mm Poldistanz und 10 bis 11 und 20 bis 26 Secunden Schwingungsdauer. Secundäre elektromagnetische Wirkungen der Leitungen wurden vermieden. Zur Controle wurde auch das Drehungsmoment der Spiralen auf einen entfernten Magnetpol beim Durchgang eines constanten Stromes bestimmt; die Resultate stimmten mit den direct beobachteten überein. Ferner wurde die Isolation der Strombahn von der inducirten Spirale zum Galvanometer sorgfältig geprüft und endlich auch die Constanten des den inducirenden Strom messenden Galvanometers sowie des den inducirten Strom messenden sowohl berechnet, als auch direct mit einander verglichen; indem durch eingeschaltete Widerstände bei der Verzweigung eines Stromes eines Daniell'schen Elementes durch die beiden Drahtwindungen die Galvanometernadel auf Null gebracht wurde. Auch hier stimmen Berechnung und Beobachtung bis auf $^1/_{2000}$ mit einander überein.

Der Widerstand des inducirten Stromkreises wurde mittelst der Widerstände $10_1$, $10_2$ und 20 eines Siemens'schen Stöpselrheostaten mit Platin-Silberdrähten auf den der Siemens'schen Quecksilbereinheit reducirt, von welcher drei Copien mit obigen Rheostatenwiderständen verglichen waren.

Das mittlere Resultat von 50 Beobachtungen, bei denen abwechselnd die Spiralen $A$ und $B$ als inducirende oder inducirte Spiralen, $C$ oder $D$ oder auch $C$ und $D$ als Galvanometerspiralen dienten, das Potential der ersteren auf einander, resp. 0,17663 und $0,34415 \,.\, 10^9$ war, ergab:

$$1 \text{ S. E.} = 0{,}9496 \text{ Ohm},$$

wobei der höchste und niedrigste beobachtete Werth 0,9509 und 0,9486 war. Danach entspricht 1 Ohm dem Widerstande einer Quecksilbersäule von 1 qmm Querschnitt und 105,32 cm Länge bei 0°.

Endlich hat auch Mascart bei den §. 1307 erwähnten Bestimmungen Versuche nach dieser Methode angestellt.

Eine der erwähnten grossen Spiralen wird als inducirende auf einen Tisch gelegt und ihr parallel und conaxial eine kleinere mittelst Holz-



keilen in einer Lage befestigt, bei welcher die Induction ein Maximum ist und Verschiebungen parallel der Axe sie möglichst wenig ändern. Durch einen Commutator wird der Strom in der inducirenden Spirale umgekehrt, in deren Schliessung eines der Galvanometer eingeschaltet ist; dann wird der Inductionsstrom beobachtet und werden, wie bei den oben erwähnten Versuchen, die Galvanometerconstanten verglichen. Endlich wird der Widerstand des inducirten Kreises mit dem der Etalons verglichen. Die Ausschlagswinkel, Schwingungsdauer der Nadel u. s. f. werden wie bei Anwendung der ersten Methode bestimmt. So waren z. B. bei zehn Beobachtungen die Ausschläge durch den inducirenden Strom im Mittel 1062,64 (1062,05 bis 1063,11, Maximaldifferenz 1/1000), die durch den inducirten Strom 170,43 (170,13 bis 170,65, Maximaldifferenz 3,2/1000). Die Potentiale der Spiralen auf einander wurden in bekannter Weise berechnet.

Zur Ausmessung der Spiralen wurden auch zwei achteckige Spiralen, deren Seiten je 1 m lang waren, und welche je 174 Drahtwindungen enthielten, in 1 m Entfernung horizontal über einander befestigt. Das Magnetfeld zwischen ihnen war dann sehr gleichförmig. Conaxial zu ihnen wurden die Spiralen aufgestellt und so verbunden, dass die Induction in ihnen beim Oeffnen und Schliessen des Stromes in den achteckigen Spiralen Null war; auch bei wiederholter rechtzeitiger Umkehrung des Stromes.

Als Endresultat ergab sich aus acht Combinationen der Rollen:

1 Ohm = 1,0141 B.-A.-U;

also im Mittel dieser und der nach der §. 1307 erwähnten Methode erhaltenen Resultate:

1 B.-A.-U. = 9,9861 Ohm.

Aus der Vergleichung der Widerstände der verschiedenen Etalons folgt:

1 Quecksilbereinheit = 0,95374 B.-A.-U.,

also: 1 Quecksilbereinheit = 0,9405 Ohm,

oder: 1 Ohm . . . . . . = 106,33 cm.

1325 Bei den Versuchen von Glazebrook und Sargent[1]) wird die Intensität des primären Stromes nicht durch eine besondere Tangentenbussole gemessen, sondern aus der constanten Ablenkung berechnet, welche ein etwa $^1/_{3073}$ desselben betragender, durch eine Zweigleitung zu dem in den Inductionskreis eingeschalteten Galvanometer geführter Theil desselben darin hervorbrachte. Hierdurch ist die Bestimmung der Galvanometerconstante eliminirt.

---

[1]) Glazebrook und Sargent, Phil. Trans. 1883, **1**, p. 252*; Beibl. **8**, p. 58*; auch Glazebrook, Dodds und Sargent, Proc. Roy. Soc. **34**, p. 86, 1882*; Beibl. **6**, p. 954*.

Die von Professor Chrystal gewundenen Spiralen befanden sich auf zwei sorgfältig gedrehten, quer durchschnittenen und durch ein isolirendes Material verbundenen Messingringen von etwa 50 cm Durchmesser mit rechteckigen Messingrändern auf der äusseren Fläche. In die isolirende Masse waren die Klemmschrauben an den Enden der Drahtverbindungen eingeschraubt. Beim Winden wurde die Isolirung beständig geprüft, indem die Pole eines Leclanché-Elementes unter Einschaltung eines Galvanometers mit dem Messingringe und dem Drahte verbunden waren. Wo sie unsicher war, wurde sie durch Paraffinpapier und Paraffin gesichert. Der Boden der Rinne war mit einem mit geschmolzenem Paraffin getränkten Seidenstreifen belegt. Die Zahl der Windungen jeder Schicht und vier Durchmesser derselben wurden mit dem Kathetometer bestimmt; der eine durch den Schlitz, die anderen je um 45° dagegen geneigt. Dieselben betrugen von 50,108 bis 50,169 cm. In jeder Spirale sind 30 Schichten von etwa 26 Windungen, die Gesammtzahl derselben ist in $A$ 797, in $B$ 791. Der Durchmesser des Bodens der Rinne bei $A$ war $d = 49{,}565$ cm und bei $B = 49{,}728$ cm. Ist $26 + n_1$, $26 + n_2$ die Zahl der Windungen jeder Schicht, ist $d_1$, $d_2$ ... der äussere Durchmesser derselben, $A$ der mittlere Radius der Spirale, $\delta$ die Dicke des Drahtes mit der Umspinnung, so ist bei der ersten Spirale:

$$797\ (2A + \delta) = 26\ (d_1 + d_2 + \cdots) + n_1 d_1 + n_2 d_2 \ldots$$

Aus $d_1 - d$ folgt $\delta = 0{,}0815$ cm und $A = 25{,}753$ cm; ebenso für die zweite Spirale gleich 25,766 cm, welches die die Dicke der Bespinnung enthaltenden Werthe auf $^1/_{1000}$ cm bestimmt.

Die Spiralen wurden mit ihren vier Flächen $A_1\,A_2\,B_1\,B_2$ in den vier ungleichen Lagen $A_1$ auf $B_1$ und $B_2$, $A_2$ auf $B_1$ und $B_2$ horizontal über einander gelegt und durch verticale cylindrische Stützen von einander getrennt. Da die Längen derselben (drei Systeme von 12,182, 15,416, 23,586 cm Länge) und die Dicken der Seitenflächen der Messingringe für $A$ 0,478, 0,488, für $B$ 0,446 und 0,465 cm, die axialen Dimensionen der Rinnen für $A$ 0,96, für $B$ 0,95, und die radialen für $A$ und $B$ 0,95 cm bekannt waren, so waren auch alle zur Berechnung der Potentiale der Spiralen aufeinander erforderlichen Constanten gegeben. Dieselben waren bei den vier Stellungen und den drei verschieden langen Stützensystemen im Mittel $1{,}55587 \cdot 10^8$, $1{,}25758 \cdot 10^8$ und $0{,}761921 \cdot 10^8$. Da der Radius der Spiralen etwa 25 cm beträgt, bedingt der Unterschied der Länge der Stützen jedes Systemes (höchstens 0,05 mm) nur eine ganz verschwindende Neigung ($^1/_{7500}$).

Das Galvanometer ist ebenfalls von Professor Chrystal gewunden; die Dimensionen sind in Zollen angegeben: Tiefe der Rinnen $1^1/_{16}$, Breite $^7/_8$, äusserer Durchmesser der Spirale 4, Abstand der beiden neben einander liegenden rechteckigen Rinnen $^{23}/_{32}$. Jede Rinne enthält 20 Schichten von dünnem und 16 von dickem Kupferdraht, so dass jede Rinne etwa 465 Windungen von dünnem, 200 von dickem Draht ent-

hält. Die Durchmesser der Drähte betragen 0,014 und 0,029 Zoll, die Dicke sämmtlicher Windungen beträgt $1^3/_8$ und $1^1/_6$ Zoll, der Widerstand des Galvanometers ist 60 B.-A.-U. bei 13,2° C.

Die Galvanometernadel ist eine harte Stahlnadel von 1,5 cm Länge, 0,6 cm Breite, 0,12 cm Höhe; sie wiegt 0,708 g und hängt an einem Messingbügel mit dem 1,5 cm im Quadrat grossen Spiegel, welcher von drei einzelnen, 60 cm langen Coconfäden getragen wird. Senkrecht zum Spiegel ist ein 5,6 cm langer horizontaler Draht an dem Bügel befestigt, an welchen Messinggewichte angeschraubt werden können. Bügel und Spiegel wiegen 6,6 g. Die Spirale des Galvanometers kann um eine verticale Axe auf einem Theilkreise gedreht werden, um sie im Meridian festzustellen. Die mit dem Normalmeter des Cavendish Laboratoriums in Cambridge verglichene Scala bestand aus Papier, war in Millimeter getheilt und stand auf einem Holzstativ. Der Abstand von Scala und Spiegel hat nur auf das Verhältniss des Sinus des halben Ausschlages zur Tangente der Ablenkung Einfluss.

Die Widerstandsrolle $V$ zur Brückenleitung für das Galvanometer bei Messung des Stromes in $A$ war aus etwa 456 cm langen, mit Seide übersponnenem Neusilberdraht hergestellt; ihre Enden waren an dicke Kupferdrähte gelöthet, welche in Quecksilbernäpfe tauchten; der Werth von $V$ wurde bei 15° C. gleich 1,0015 durch Vergleichung mit einer B.-A.-Einheit gefunden.

Der in den Galvanometerzweig eingeschaltete Widerstand $S$ war eine Platinsilberspirale von 3072,38 B.-A.-U. Widerstand bei 13,2°.

Die Widerstände der verbindenden Kupferdrähte wurden ebenfalls bestimmt; danach durchströmten von dem die primäre Spirale durchlaufenden Strom 1,0167 / 3073,39 die Galvanometerwindungen.

Das für die Brücke gebrauchte Galvanometer hatte etwa 150 Ohm Widerstand. Das Fernrohr mit der unter dem Objectiv befindlichen Scala wurde vor dem Magnet des Galvanometers aufgestellt, so dass man den gerade unter dem Objectiv liegenden Theilstrich sah; dann wurde ein langer gerader Magnet vor die Scala gehängt und dieselbe so lange gedreht, bis sie ihm nahe parallel war. So wurde sie in den magnetischen Meridian gestellt.

Auf dem Galvanometer war ein Spiegelglas nahe parallel den Spiralen befestigt. Dieselben wurden gedreht, bis das Bild einer gerade unter dem Fernrohr befindlichen Lampe in demselben gesehen wurde. Auf diese Weise wurde die Ebene der Spiralen nordsüdlich gestellt. Der etwaige Fehler fällt bei den Berechnungen heraus. Durch Beobachtungen rechts und links kann der Einfluss der Schiefstellung der Scala gegen die Axe des Fernrohres eliminirt werden.

Die Schwingungsdauer der Nadel wurde gemessen, indem die Zeiten von 8 bis 10 Durchgängen des den Ruhelagen entsprechenden Scalentheiles durch den Faden des Fernrohres wiederholt in Abständen von je 10 bis 12 Schwingungen zweimal bestimmt wurde. Der Werth wurde

auf einen unendlich kleinen Bogen reducirt. Das logarithmische Decrement wurde durch wiederholte Beobachtung der Ruhelagen bei geschlossenem secundären Kreise bestimmt. Es ergab sich $\lambda = 0{,}0159$; die Dauer einer vollen Schwingung betrug etwa $T = 23{,}2$ Secunden.

Der Widerstand $R$ des Inductionskreises ist, wenn $\beta$ der erste Ausschlag der Galvanometernadel durch den Inductionsstrom bei Umkehrung der Richtung des primären Stromes, $\vartheta$ der permanente Ausschlag derselben durch den hindurchgeleiteten Antheil des constanten Stromes ist:

$$R = \frac{2\pi M}{T(1 + {}^1\!/_2\,\lambda)}\;\frac{S + V}{V}\;\frac{tg\,\vartheta}{\sin {}^1\!/_2\,\beta}.$$

Die Reduction der beobachteten Scalenablenkungen auf Winkel ist bekannt. Die Reihenfolge der Beobachtungen war die folgende: 1) Beobachtung der Schwingungsdauer bei geschlossenem Inductionskreis; 2) Vergleichung des Widerstandes desselben mit der Normaleinheit $R$, wobei die dem Inductionskreis entsprechenden Widerstände aus einem Widerstandskasten eingefügt wurden, ohne dass sie bei dem Wechsel der Verbindungen durch einen Commutator in den primären Kreis eintraten, zugleich Ablesung der Temperaturen der Spiralen und des Galvanometers. 3) Bestimmung der Ruhelage der Galvanometernadel aus fünf Umkehrpunkten. 4) Beruhigung der Nadel durch einen abgezweigten Theil des abwechselnd gerichteten Stromes eines Leclanché'schen Elementes in einer der Nadel genäherten Spirale. 5) Umkehrung des Batteriestromes und Beobachtung des Ausschlages der Nadel (bei verschiedenen Versuchen etwa 220 Scalentheile). 6) Beruhigung der Nadel und wiederholte Messung des Ausschlages in entgegengesetzter Richtung und Wiederholung der Beobachtung der Ausschläge. 7) Neue Bestimmung des Nullpunktes. 8) Messung des constanten Ausschlages durch den hindurchgeleiteten Antheil des primären Stromes in entgegengesetzten Richtungen (etwa 140 Scalentheile). 9) Wiederholte Messung der Inductionsausschläge. 10) Zweite Vergleichung des Widerstandes des secundären Kreises mit dem der Normalrolle. Der mittlere Werth des Widerstandes der Normalrolle ergab sich zu 158,626 Erdquadrantsecunden, wobei als mittlerer procentischer Fehler 0,023 Proc. angegeben wird.

Die Vergleichung der Widerstände wurde vorgenommen, indem zuerst die Widerstände eines Widerstandskastens mit den Normal-B.-A.-Einheiten verglichen wurden. Hierzu wurden zwei Rollen von bekanntem Widerstande mit den Enden des Brückendrahtes verbunden und die zu vergleichenden Widerstände in die anderen beiden Zweige der Brücke eingeschaltet, sodann wurde der Contact verschoben, bis kein Strom durch das Galvanometer ging. Erst wurden die beiden Widerstände $I$ und $I_a$, dann $I + I_a$ mit $II$ u. s. f. verglichen. Der störende Einfluss der Stöpselung wird auf $^1/_{1500}$ geschätzt, und endlich wurde der Widerstand von $S$ und $V$ bestimmt. — Zuletzt ergiebt sich:

1 B.-A.-Einheit = 0,98635 Ohm.

Ein gegen die Methode gemachter Einwand, dass der durch $V$ fliessende Strom diese Spirale stark erwärmt, ergiebt sich als hinfällig, wenn man die darin pro Minute durch den Strom der Batterie (5 Volts in 80 B.-A.-Einheiten Widerstand) erzeugte Wärme berechnet.

Bei späteren Versuchen von Glazebrook mit Sargent wurde die Spirale $V$ direct mit den zur anderen Leitung führenden Quecksilbernäpfen verbunden, statt dass, wie früher, ein Kupferdraht von zu bestimmendem Widerstande an der einen Seite die Leitung vermittelte.

Drei Stützensysteme zwischen der primären und secundären Rolle wurden benutzt. Dabei wurden bei dem ersten drei verschiedene elektromotorische Kräfte, 4 Daniells, 2 Daniells, 5 Thomson'sche flache Daniells, bei dem zweiten die fünf letzterwähnten, bei dem dritten dieselben und auch sechs derselben verwendet. Die Resultate für den Widerstand $R$ der Normaleinheit schwanken bei den neun verschiedenen Combinationen zwischen 158,171 und 158,676 Ohm, im Mittel 158,386 Ohm, weichen also im Maximum um etwa 5 / 1583, d. h. um circa $^1/_3$ Proc. von einander ab, während die Verfasser den mittleren procentischen Fehler zu 0,08 berechnen. Der Widerstand der B.-A.-Einheit ergiebt sich im Mittel gleich 0,986706 Ohm.

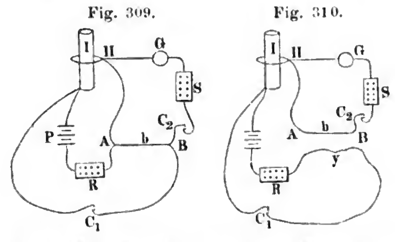
Versuche zeigten, dass die Zeit des Umschlagens der Wippe auf die Resultate keinen Einfluss hat.

Indem die Verfasser den Resultaten der ersten Reihe nur das halbe Gewicht von denen der zweiten Reihe beilegen, erhalten sie als Mittel von allen Beobachtungen:

$$1 \text{ B.-A.-Einheit} = 0{,}98665 \text{ Ohm}.$$

**1326** Roiti[1]) verwendet die folgende sechste Methode zur Bestimmung des Ohm. Der Strom einer Säule $P$, Fig. 309, wird durch den Leiter

Fig. 309. Fig. 310.




$AB$ geleitet, dessen Widerstand in absolutem Maasse bestimmt werden soll; sodann durch einen Rheostaten $R$, einen Schlüssel $C_1$ und durch eine

[1]) Antonio Roiti, Bestimmung des elektrischen Widerstandes eines Drahtes in absolutem Maasse. Vorläufige Mittheilung. Turin, Löscher, 1884, 20 Seiten*; Atti di Torino **17**, 30. April 1882, **19**, 6. April 1884*; Beibl. **6**, p. 815, **8**, p. 724*.

inducirende Spirale *I*. Die Enden des Widerstandes $AB$ sind durch eine Zweigleitung verbunden, welche die inducirte Spirale *II*, ein Galvanometer $G$, einen Rheostaten $S$ und einen zweiten Schlüssel $C_2$ enthält.

Wird der inducirende Strom zunächst ohne Unterbrechung durch die Schliessung geführt und erzeugt er am Galvanometer $G$ die Ablenkung $I_c$, sind $b$ und $c$ die Widerstände von $AB$ und $AGSB$, so ist die Intensität des inducirenden Stromes im unverzweigten Theile:

$$I = I_c\left(1 + \frac{c}{b}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

Wird sodann die Verbindung der Säule mit $A$ und $B$ gelöst, Fig. 310 (a. v. S.), dafür aber in den Schliessungskreis des inducirenden Stromes ein Widerstand $y = bc/(b + c)$ eingefügt, dass seine Intensität unverändert bleibt und bei $n$ maliger Unterbrechung in der Secunde die Ablenkung des Galvanometers durch die in Spirale *II* inducirten Ströme gemessen, so ist die jetzt beobachtete Intensität, wenn $V$ das Potential der Spiralen *I* und *II* auf einander ist:

$$i = n\,\frac{VI}{b + c} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

Aus Gleichung 1) und 2) folgt:

$$b = \frac{n\,V I_c}{i}.$$

Während früher Roiti an Stelle der inducirenden Spirale ein in sich geschlossenes, ringförmiges Solenoid, an Stelle der inducirenden eine dasselbe an einer Stelle umgebende Spirale zu nehmen vorschlug, wobei sich das Potential $V$ leicht berechnen lässt, verwendet er bei den definitiven Versuchen als inducirende Spirale einen 127 cm langen, 30,9588 cm dicken, 260 kg schweren, sehr sorgfältig abgedrehten Cylinder vom besten carrarischen Marmor, dessen Durchmesser an verschiedenen Stellen nicht um mehr als 0,06 mm differirten und der auf 116,7 cm Länge mit 2 km von 0,33 mm dickem, durch einen Rubin gezogenen Draht in 1871 Windungen bedeckt war. Aus der Länge des Drahtes ergiebt sich der mittlere Durchmesser der Windungen zu 30,99334 cm. Die Differenz gegen den Durchmesser des Marmorcylinders (0,03454 cm) entspricht der mittleren Dicke des Drahtes (0,0341 cm). Der Cylinder ruht auf einem festen Dreifuss aus Holz und Messing und kann damit vertical gestellt werden. Die Inductionsspirale ist auf einen Bronzering gewunden; sie besteht aus zwei gleichen, durch eine Ebonitschicht getrennten Hälften. Die eine ist mit einem 1 mm dicken, mit weisser, nachher mit Lösung von Paraffin in Terpentin getränkter Seide bedeckten Draht umwunden, welcher sechs Schichten von 77 bis 78 Windungen, im Ganzen 465 Windungen bildet. Der mittlere Durchmesser ergab sich aus der Länge des Drahtes und mittelst des Kathetometers zu 40,54 cm. Die mittlere Höhe der Rolle (zwischen den Mitten der äussersten Windungen) ist 8,383 cm.

Der Draht der zweiten Rolle ist doppelt mit Seide besponnen, nicht paraffinirt, und bildet 432 Windungen in sechs Schichten; ihre Höhe ist 3,428 cm, der mittlere Durchmesser 41,759 cm.

Das Potential der inducirenden Rolle auf die eine oder andere Inductionsrolle mit Berücksichtigung, dass erstere nicht unendlich lang ist, beträgt bei der ersten 669133 . $10^2$, bei der zweiten 619666 . $10^2$ C.-G.-S. mit einem etwaigen Fehler von 0,00008.

Das Spiegelgalvanometer enthält 804 Windungen vom Widerstande von etwa 11 Ohm; das astatische System hat eine Schwingungsdauer von 17 Secunden. Die Fernrohrscala ist von dem Spiegel 6 m entfernt; die Ablenkungen übersteigen nicht 74 cm.

Als Säule dienten 1 bis 40 Daniell'sche Elemente, deren Lösungen das specif. Gewicht 1,15 hatten und jeden Tag erneuert wurden. Die Zinklösung war mit kohlensaurem Zink gekocht und enthielt dieses Salz suspendirt. Der Strom der Säule im inducirenden Kreise (Widerstand etwa 352 Ohm) hatte die Intensität 0,001 bis 1 Ampère. Zuweilen wurde nur ein Theil ihres Stromes durch denselben geleitet. Der Interruptor ($C_1$ und $C_2$ vereint) besteht aus zwei starken Hebeln mit täglich frisch amalgamirten Kupferhämmern, welche durch starke Federn gegen eine ebene amalgamirte Kupferplatte gedrückt werden. Unter ihrer Drehungsaxe haben sie Ansätze, welche in Quecksilbernäpfe tauchen. Sie werden mittelst zweier auf eine gemeinsame Axe gesetzter Excentrica durch einen mit Bremsvorrichtung versehenen Hydromotor von Schmidt gehoben und gesenkt. Durch Verstellung der Excentrica können die Oeffnungs- oder die Schliessungsströme aufgenommen werden. Die Zahl der Inductionsströme wird durch einen Chronographen von Hipp registrirt.

Gewöhnlich werden sechs Versuche bei abnehmender und zunehmender Geschwindigkeit in einer halben Stunde angestellt. Leider wurden dieselben häufig durch Verschiebung von Eisenmassen in benachbarten Localitäten gestört.

Als störende Umstände, welche den Widerstand zu klein erscheinen lassen, wirkt der Magnetismus des Solenoids, welcher durch eine Inductionswage bestimmt wurde; derselbe ist sehr klein; sodann die Polarisation der Säule, die im Solenoid entwickelte Wärme, die Dämpfung der Schwingungen bei Verminderung der Schnelligkeit der Unterbrechungen und der Paramagnetismus der Substanz zwischen den Windungen und der Nadel, welcher langsamer als die Stromintensität wächst. Vergrössert erscheint der Widerstand durch die paramagnetischen Substanzen zwischen der inducirenden und der Inductionsspirale, durch die Wärmeentwickelung in der Derivation von dem primären Kreise, sowie in dem zu untersuchenden Widerstande, ebenso durch die Peltier'sche Wirkung daselbst und die Mängel der Isolirung. Der in den Nadeln des Galvanometers inducirte Magnetismus kann vergrössernd und verkleinernd wirken.



Durch Vergleichung von vier Widerstandsetalons, einer Copie der B.-A.-Einheit, einer Siemens'schen Einheit und zweier Widerstände von Strecker[1]), ergab sich:

1 B.-A.-Einheit = 1,04862 Q.-E. von Siemens,
1 „ = 1,04859 „ „ Strecker

und ferner aus den 591 Hauptversuchen:

1 B.-A.-Einheit = 0,99024 Ohm,
1 Q.-Einheit = 0,94432 „
1 Ohm = 1,05896 Quecksilbereinheiten,

mit einem wahrscheinlichen Fehler von ± 0,00016[2]).

**1327** Eine sehr sinnreiche siebente Methode zur Bestimmung des Widerstandes von Körpern in absolutem elektromagnetischen Maass hat Lorenz[3]) angegeben. In einer aus zwei Rollen von 205,78 mm innerem und 237,6 mm äusserem, sowie 237,6 mm innerem und 266,0 mm äusserem Durchmesser gebildeten Spirale $A$, die 36,5 mm Breite hat und mit ihrer

Fig. 311.

Axe horizontal gestellt ist, rotirt conaxial eine Kupferscheibe $B$ von 3,4 mm Dicke und 200 mm Durchmesser. Durch die Spirale $A$ wird von der Kette $S$ aus ein Strom geleitet, in dessen Kreis der auf seinen Widerstand $w$ zu untersuchende Körper $\alpha\beta$ eingeschaltet wird. Gegen die metallische Axe, sowie gegen den Rand der rotirenden Scheibe schleifen Metallfedern $C$ und $D$, welche unter Einschaltung eines Galvanometers

[1]) K. Strecker, Sitzungsber. der phys.-med. Gesellschaft zu Würzburg, 1884. — [2]) Ueber die Einrichtung zweier zu diesen Versuchen dienlichen, selbstthätigen Disjunctoren mit zwei selbstthätigen Stimmgabeln, mit Regulirung durch das phonische Rad von la Cour (Das phonische Rad, deutsch von Kareis, Leipzig 1880*; Beibl. 2, p. 584, 1878*) siehe Himstedt, Wied. Ann. 22, p. 276, 1884*. — [3]) Lorenz, Pogg. Ann. 149, p. 251, 1873*.

$G$ (einer Spiegelbussole) mit den Enden von $w$ verbunden sind. Wird die Scheibe gedreht, so entsteht durch die Induction zwischen ihrem Centrum und ihrem Rande eine Spannungsdifferenz. Wird durch die Richtung und Schnelligkeit der Drehung dieselbe gleich und entgegengesetzt der Spannungsdifferenz, welche an den Enden von $w$ durch den hindurchgeleiteten Strom entsteht, so zeigt das Galvanometer $G$ keinen Ausschlag und man kann den absoluten Widerstand von $w$ berechnen.

Ist die elektromotorische Kraft der den Strom liefernden Säule $S$ gleich $E$, die Intensität des Stromes gleich $I$, der Gesammtwiderstand seiner Schliessung $SwA$ gleich $W$, so ist die Potentialdifferenz am Ende des Körpers $w$ gleich $E \,.\, w / W = wI$. Ist die Umdrehungszahl der Scheibe $n$, der Radius derselben $r$, ist $R$ der Radius einer Windung der Spirale, $a$ der Abstand der Ebene der Scheibe von der der Windung, so ist die erzeugte elektromotorische Kraft bei einmaliger Umdrehung des Radius, wenn die Intensität des inducirenden Stromes gleich Eins ist:

$$E_1 = 2\pi \int_0^{2\pi} \frac{r R \cos\varphi}{\sqrt{R^2 + r^2 + a^2 - 2 r R \cos\varphi}}\, d\varphi,$$

vorausgesetzt, dass die Inductionsconstante $\varepsilon = 1$ gesetzt, also $E_1$ in elektromagnetischem Maasse gemessen wird. Durch Integration dieses Ausdruckes und Summation über sämmtliche Windungen und Dickenelemente der Scheibe erhält man die gesammte, in der Zeiteinheit inducirte elektromotorische Kraft $E_n$ in absolutem Maasse. Ist bei $n$ Umdrehungen und der Intensität $I$ des inducirenden Stromes die Ablenkung des Galvanometers gleich Null, so ist

$$n I E_n = w I, \quad \text{also } w = n E_n.$$

Unter Anwendung eines Chromsäure- oder 4 Bunsen'scher Elemente und Drehung der Scheibe durch ein mit den Händen bewegtes Uhrwerk nach den Schlägen einer Pendeluhr ergaben sich gleiche Resultate. Ohne Strom zeigte das Galvanometer bei der Rotation der Scheibe kaum eine Ablenkung, so dass die inducirende Wirkung des Erdmagnetismus verschwindend war, und Thermoströme an den Contactstellen der Federn kaum störend einwirkten.

Mittelst dieser Methode ergab sich bei vorläufigen Versuchen der Werth von einer B.-A.-Einheit gleich 0,95451 Ohm.

Neuere genauere Versuche[1]) führten zu dem Werthe:

1 B.-A.-Einheit gleich 0,9417 Ohm.

**1328** Diese Methode ist von Lord Rayleigh und Mrs. Sidgwick, sowie von Lenz zu definitiven Bestimmungen verwendet worden.

[1]) Diese Versuche sind noch nicht in extenso publicirt. Das Resultat siehe in Conférence internationale pour la détermination de l'Ohm, 2. Session, Paris 1884, p. 34*. S. auch Vorschläge von Lorenz zur Abänderung dieser Methode, ibid., 1. Session, 1882, p. 25*.



Bei den Messungen von Lord Rayleigh und Mrs. Sidgwick[1]) wurden die bereits §. 1325 erwähnten, von Professor Chrystal gewundenen Rollen von 50 cm Durchmesser benutzt. Die Scheibe war von Messing und rotirte um die verticale feste Messingaxe, welche zu den früheren Versuchen mit einer rotirenden Spirale gedient hatte und in gleicher Weise (vgl. §. 1313) getrieben wurde. Ihre Dicke betrug 4,5 mm, ihr Durchmesser im Mittel 310,72 mm, sie war etwas conisch, so dass die obere Fläche den Durchmesser 310,8, die untere 310,58, die Mitte 310,75 hatte. Gegen ihre Cylinderfläche sowie gegen eine Stelle der Axe etwas unterhalb der Scheibe schleiften Metallbürsten. Die Geschwindigkeit der Rotation wurde wie früher bestimmt und regulirt. Die Spiralen waren in horizontaler Lage auf Holzstücken befestigt, welche an der inneren Seite der verticalen Ständer eines Rahmenwerks angebracht waren. Das Reflexionsgalvanometer hat etwa $1/_2$ Ohm Widerstand.

Schon ohne Batterie erhält man bei geschlossener Bahn an dem eingeschalteten Galvanometer einen Ausschlag in Folge thermoelektrischer Erregungen an den Schleifstellen und der Induction durch den Erdmagnetismus. Durch Einführung einer elektromotorischen Gegenkraft, welche zwei Punkten des Schliessungskreises eines Sägemehl-Daniell'schen Elementes entnommen wurde, wurde diese Induction compensirt.

Bei zwei Reihen lagen die Spiralen fest geklemmt auf einander, nur getrennt durch einen Glasstreifen. Die Spiralen waren genau centrirt. Die Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe wurde im Verhältniss von 16 : 10 geändert.

Bei der dritten Reihe wurden die Spiralen durch zwischengestellte Stützen von 27,8598 cm Länge von einander getrennt; bei welcher Entfernung das Resultat von einer genauen Kenntniss des mittleren Radius nahezu unabhängig ist. Dabei wurden die Spiralen in abwechselnd umgekehrten Lagen benutzt, in denen die Abstände des mittleren Schnittes, resp. 30,681 cm und 30,710 mm betrug.

Der Inductionscoefficient in Bezug auf die Scheibe wurde in beiden Fällen (Reihe I, II) und Reihe III berechnet.

Die vollständige Nullstellung der Galvanometernadel wurde nicht abgewartet, sondern es wurden Reihen von Beobachtungen mit Umkehrungen des Stromes der Batterie (20 Daniells) angestellt, wobei nach einander zwei Widerstände $R_1$ und $^{100}/_{101}\, R_1$ eingefügt waren, von denen der erste nicht viel von dem zu untersuchenden Normalwiderstande differirte. Die Ablesungen wurden wiederholt abwechselnd gemacht. Einzelne unregelmässige Ablesungen in Folge mangelhaften Contactes kamen vor; sie sollen sich durch die Reihen von Beobachtungen eliminiren. Die Zahl der jedesmaligen schnell hinter einander angestellten Beobachtungen war nahezu umgekehrt proportional den beobachteten Werthen. — Der Hauptstrom hatte eine Intensität von etwas weniger als $1/_{10}$ Ampère.

[1]) Lord Rayleigh und Mrs. Sidgwick, Phil. Trans. 1883, 1, p. 295*; Beibl. 8, p. 53*; auch Chem. News 47, p. 21, 1883*; Beibl. 7, p. 319*.

Um nicht einen allzu kleinen Widerstand als Normalwiderstand $R$ in absolutem Maasse messen zu müssen, wie dies bei der directen Anwendung der Methode von Lorenz der Fall ist, wurde der Normaldraht etwa von $a = 1/2$ Ohm Widerstand genommen und der Hauptstrom durch ihn geleitet. Die Quecksilbernäpfe $\alpha$ und $\beta$, in welche seine Enden tauchten, wurden mit zwei Quecksilbernäpfen $a_1$ und $c_1$ verbunden, welche wiederum durch einen Draht mit einander vereint waren, und von denen aus die Leitungen zu dem die rotirende Scheibe und das Galvanometer enthaltenden Zweige geführt waren.

Ist der Widerstand von $R = w$, von $\alpha a_1$ und $\beta c_1 = c$, von $a_1 c_1 = b$, die Intensität des Hauptstromes im unverzweigten Kreise $i$, so ist die Potentialdifferenz in $\alpha$ und $\beta$ gleich $i w b / (w + b + c)$, an Stelle des Widerstandes $w$ von $\alpha\beta$ tritt der „effective" Widerstand $w b / (w + b + c)$, welcher im vorliegenden Falle, wenn z. B. $w = 1/2$ Ohm, $b = 1$, $c = 100$ ist, nur $1/200$ des Widerstandes $w$ von $R$ ist.

Der Widerstand $w$ war aus drei parallelen Widerständen gebildet, zweien von je 1 Ohm (Normaletalon) und einem von 7 Ohm aus einen Widerstandskasten. Letzterer Widerstand hat nur einen secundären Einfluss. Der Widerstand $c$ wurde variirt von 10 zu $10 + 5 + 1 = 16$ und $10 + 5 + 5' = 20$; die einzelnen Widerstände waren durch Quecksilbernäpfe mit einander verbunden. Der Werth des 10 Ohm repräsentirenden Widerstandes [10] wurde bestimmt, indem drei Neusilberdrähte von sehr nahe je 3 B.-A.-U.-Widerstand parallel neben einander aufgewickelt wurden und ihr Widerstand $(1 + \gamma)$ bei Parallelschliessung mit der einen Normaleinheit verglichen wurde. Die Drähte wurden nun hinter einander geschaltet, wobei ihr Widerstand nahe $9 + 9\gamma$ wird, dahinter die Normaleinheit eingefügt und der jetzige Widerstand $10 + 9\gamma$ mit dem Widerstande [10] verglichen, welcher so auf mindestens $1/10000$ genau gemessen sein soll. Die [5] Einheiten wurden bestimmt, indem erst ihre Summe mit den [10] verglichen, dann ihre Differenz durch Vergleichung unter einander festgestellt wurde. Der Widerstand [$1/10$] wurde gemessen, indem in die einander entsprechenden Parallelzweige einer Wheatstone'schen Brücke die Normalwiderstände 1 und 10, sowie der Widerstand [$1/10$] und ein Normalwiderstand Eins gebracht wurden und zu letzterem als Parallelschliessung so viel Widerstand aus einem Widerstandskasten hinzugefügt wurde, bis die Galvanometernadel auf Null stand.

Die Temperaturen sind genau beobachtet. So ergab sich der Widerstand der B.-A.-Einheit aus der ersten, zweiten und dritten Reihe zu 0,98674, 0,98669, 0,98683. Der Maximalunterschied beträgt also nur etwa 0,01 Proc.

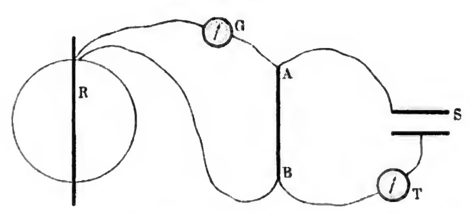
Mittelst derselben Methode hat Lenz den Werth 1 Ohm = 1,0613 Q.-E. erhalten [1]). **1329**

[1]) Die Arbeit ist noch nicht publicirt; das Endresultat siehe Conférence

1330 Ausser diesen Methoden ist noch eine Reihe anderer zu erwähnen, nach welchen indess bisher nur Vorversuche angestellt oder die nur vorgeschlagen worden sind, ohne dass sich bisher daran Versuchsreihen knüpften. In ersterer Beziehung ist eine achte Methode erwähnenswerth, welche fast gleichzeitig von Carey Foster[1]) und mit geringen Modificationen von Lippmann[2]) angegeben worden ist.

Der Strom einer Thermosäule $S$, Fig. 312, wird durch eine Tangentenbussole $T$ und den zu untersuchenden Leiter $AB$ geführt. Die Enden des letzteren sind mittelst eines Commutators mit einer zweiten Schliessung verbunden, welcher eine unter dem Einflusse des Erdmagnetismus rotirende Rolle $R$ und ein empfindliches Galvanometer $G$ enthält.

Fig. 312.




Wird die Rotationsgeschwindigkeit so regulirt, dass während der Schliessung durch den Commutator letzteres auf Null steht, so ist die durch die Thermosäule an den Enden des Leiters erzeugte Potentialdifferenz gleich der durch die rotirende Rolle erzeugten.

Ist $H_i$ die Horizontalintensität des Erdmagnetismus an der Stelle der rotirenden Rolle, $F$ die von der rotirenden Rolle umschriebene Fläche, $\omega$ die Winkelgeschwindigkeit derselben und $2\alpha$ der Bogen, auf welchem durch den Commutator die Rolle in die Schliessung eingefügt ist, $E$ die inducirte elektromotorische Kraft, so ist $E = FH_i\omega \sin\alpha/\alpha$. Ist ferner $G$ der Reductionsfactor der Tangentenbussole, $H_g$ die Horizontalintensität des Erdmagnetismus daselbst, $\vartheta$ die Ablenkung der Nadel der Bussole, so ist die Stromstärke in der den Leiter, dessen Widerstand $w$ sei, enthaltenden Schliessung der Thermosäule $I = GH_g tg\vartheta / M$. Demnach ist:

$$w = \frac{E}{I} = \frac{H_i F\omega \frac{\sin\alpha}{\alpha} M}{G H_g tg\vartheta} = \frac{H_i}{H_g} \frac{2\pi F \frac{\sin\alpha}{\alpha} M}{G T tg\vartheta},$$

internationale pour la détermination des Unités électriques, 2. Session, p. 30, 1884*.

[1]) Carey Foster, Electrician 7, p. 266, 1881*; Rep. Brit. Assoc. 1881, p. 426*; Beibl. 6, p. 133*. — [2]) Vergl. Lippmann, Compt. rend. 93, p. 713, 955, 94, p. 36, 1881*. Brillouin, ibid. 93, p. 845, 1069, 1881, 94, p. 36, 1882*; Beibl. 6, p. 43, 258, 1882*.

wo $T$ die Zeit einer Umdrehung der Rolle ist. In vielen Fällen kann $H_g = H_i$ gesetzt werden.

Die vorläufigen Versuche wurden mit einer Rolle ausgeführt, welche der von der Commission der British Association früher gebrauchten ähnlich war, nur war der Rahmen u. s. f. solider gebaut. Auch war derselbe aus zwei Hälften gebildet, um Inductionsströme zu vermeiden. Er hatte nur eine Rinne zur Aufnahme der Windungen (32 Lagen von je 30 Windungen, welche 713,914 qcm umfassten). Die Helmholtz'sche Tangentenbussole hatte zwei Ringe, jeder mit 22 Lagen von je 20 Windungen, im Ganzen also 880 Windungen. Ihre Nadel war aus drei kurzen gehärteten, auf die Hinterseite eines Glasspiegels geklebten Uhrfederstückchen hergestellt.

Der Commutator der rotirenden Rolle bestand aus einem Elfenbeincylinder von 7,6 cm Durchmesser, in welchen diametral einander gegenüber zwei Platinplatten eingelegt waren, die mit den Enden der Rolle verbunden waren. Auf den Platten schleiften 15 cm grosse horizontale Platinrädchen, welche mit der übrigen Leitung durch Quecksilbernäpfchen verbunden waren, mit denen das obere Ende ihrer Axen vereint war. Die Breite der Platincontacte betrug 20° 3′, so dass die Rolle nur etwa während 1 / 9 ihres Umlaufs in der Leitung und die Selbstinduction möglichst vermieden war. Die Axen der Contacträdchen befanden sich im magnetischen Meridian; die Verbindung geschah also während des Maximums der Intensität und des Minimums der Aenderung der elektromotorischen Kraft in der Rolle, welche dabei nur von 1 : 0,9817, also um weniger als 2 Proc. schwankte. Die Geschwindigkeit der Drehung der Rolle wurde bestimmt, indem drei Glasfedern auf einem Papierstreifen auf einer rotirenden Walze Striche zogen. Bei jeder hundertsten Umdrehung der Rolle wurde mittelst eines Zahnrades und eines Triebes durch eine leichte Contactfeder ein Elektromagnet erregt, welcher die eine Feder zur Seite zog. Die zweite Feder wurde ebenso durch eine Uhr in jeder Secunde mittelst eines Elektromagnetes angedrückt. Die dritte Feder wurde vom Beobachter durch einen Schlüssel und einen Elektromagnet bewegt, wenn die Nadel des Galvanometers gerade auf Null stand. Auf diese Weise wurde der absolute Widerstand zweier Neusilberdrähte bestimmt.

Die correspondirenden Beobachtungen stimmen auf etwa 0,4 Proc. Bei Vergleichung des Widerstandes der Neusilberdrähte mit der Einheit der B.-A.-U. ergab sich der Widerstand der letzteren gleich 1,003 bis 0,999 . $10^9$ Ohm.

Gegen diese Methode wendet Brillouin ein, dass auch in dem geöffneten Stromzweige durch die Induction auf sich selbst, durch die Erde u. s. f. noch Inductionsströme entstehen, deren Intensität von einem zum anderen Querschnitt des Zweiges sich ändert und nur an seinen Enden Null ist. Dadurch wird nicht in der ohne Berücksichtigung dieser Induction bestimmten Zeit die Intensität ein Maximum. Auch treten Oscillationen ein. Die Erscheinung ist also complicirt.

Lippmann berechnet indess, dass bei zweckmässiger Anordnung der Fehler hierbei weniger als $2 . 10^{-13}$ des Resultates betragen dürfte.

1331 Zwei weitere Methoden (Nr. 9 und 10) sind von Lippmann[1]) vorgeschlagen.

Neunte Methode. Man lässt einen kleinen Magnetstab vom Moment $m$ um eine auf der Verbindungslinie seiner Pole senkrechte Axe $n$ mal in der Secunde gleichförmig inmitten einer Spirale rotiren, deren Dimensionen gegen die des Magnets bedeutend sind. Man verbindet die Enden der Spirale unter Einschaltung eines empfindlichen Galvanometers mit den Enden einer Quecksilbersäule oder eines Widerstandes $w$, welchen man bestimmen will, in dem Momente, wo die in der Spirale inducirte elektromotorische Kraft $e$ ein Maximum ist. Dann leitet man einen durch eine Tangentenbussole gemessenen Strom von solcher Intensität $i$ durch den Widerstand $w$, dass das Galvanometer in der Schliessung auf Null steht, also $e = i w$ ist.

Sind $K$ und $K'$ Constanten, welche von den Dimensionen der Spirale und der Tangentenbussole abhängen, ist $H$ die auf die Nadel der Bussole wirkende Richtkraft, $\alpha$ ihre Ablenkung, so ist: $e = 2 \pi n m K$; $i = K' H tg \alpha$, also:

$$w = \frac{K}{K'} \frac{2 \pi n m}{H tg \alpha}.$$

Hierin sind $n$, $tg \alpha$, $m/H$ (letzteres nach der Methode von Gauss) direct zu beobachten, $K$ und $K'$ zu berechnen. Man kann nach der Rechnung auf diese Weise bei leicht herstellbaren Dimensionen des Apparates Etalons von 1 bis 5 Ohm Widerstand mit einem kleineren Fehler als $^1/_{1000}$ prüfen[2]).

1332 Bei der zehnten Methode[3]) rotirt ein Drahtgewinde um seinen Durchmesser im Inneren einer festen Spirale, durch welche ein Strom $i$ fliesst, der durch den zu messenden Widerstand geleitet wird. Der innere inducirte Drahtkreis wird nur einen sehr kurzen Moment in der Zeit geschlossen, wo die inducirte elektromotorische Kraft $e$ ein Maximum ist, und in diesem Moment der Potentialdifferenz zwischen zwei Punkten $A$ und $B$ der Hauptleitung entgegengestellt. Ist $w$ der Widerstand zwischen $A$ und $B$, $n$ die Zahl der Umdrehungen des Inductionskreises, $F$ die vom inducirten Draht umspannte Fläche, $C$ eine Constante, so ist Gleichgewicht, wenn $w = 2 \pi n C F$ ist. Hat der drehbare Rahmen $p$ Windungen, so ist die in ihm inducirte elektromotorische Kraft $p$ mal so gross, als bei der rotirenden Scheibe von Lorenz, die thermoelektrischen Störungen treten mehr zurück.

---

[1]) Lippmann, Compt. rend. 95, p. 1154, 1882*; Beibl. 7, p. 127*. — [2]) Aehnliche Methoden mit besonderen Stromverzweigungen siehe Brillouin, Compt. rend. 96, p. 190, 1883*; Beibl. 7, p. 318*. — [3]) Lippmann, Compt. rend. 95, p. 1348, 1882; Beibl. 7, p. 128*.

Um die Berechnung von $C$ zu vermeiden, verwendet man eine im Verhältniss zu ihrem Durchmesser unendlich lange Spirale. Ist dann $d$ der mittlere Abstand zwischen zwei Drahtwindungen, so ist $C = 4\pi/d$. Da eine unendlich lange Spirale nicht herzustellen ist, wird eine z. B. 2 m lange Spirale erst so gestellt, dass der drehbare Rahmen in ihrer Mitte rotirt, und der Abstand $AB$ bestimmt. Darauf wird die Spirale in der Richtung ihrer Axe um 1 m verschoben und ein zweiter Abstand $BB_1$ bestimmt, bei dem wieder die Compensation der Inductionsströme und des Stromes $i$ erfolgt u. s. f. Man kann so die Correction für eine unendlich lange Spirale erhalten.

1333 Nach einer elften Methode beabsichtigt J. Fröhlich[1]) das Ohm mittelst des Elektrodynamometers zu bestimmen, indem z. B. bei ruhender beweglicher Rolle der Strom in der festen Rolle geschlossen und beim Durchgange der ersteren durch die Gleichgewichtslage geöffnet wird, wobei das Verfahren wiederholt und so die Multiplicationsmethode angewendet werden kann. Auch kann der inducirende Strom einmal im ersten, dann im zweiten Leiter fliessen, während die Widerstände derselben gleich sind u. s. f.

1334 Eine fernere zwölfte Methode von Joubert[2]) beruht auf Benutzung des Quadrantelektrometers. Die Nadel desselben ist permanent mit dem einen Quadrantenpaar verbunden. Dann werden die Quadrantenpaare abwechselnd verbunden 1) mit den beiden Enden $A$ und $B$ des zu messenden Widerstandes $R$, durch welchen ein constanter Strom fliesst, dessen Intensität an einer Tangentenbussole gemessen wird; 2) mit den beiden Enden eines inducirten Kreises, welcher beständig geöffnet bleibt und der sich gleichförmig in einem constanten Magnetfelde dreht, z. B. unter Einfluss des Erdmagnetismus, so dass an seinen Enden eine elektromotorische Kraft entsteht, die der Formel $e = A \sin(2\pi t/T)$ entspricht. Die Ablenkung ist im ersten Falle proportional dem Quadrat der Potentialdifferenz $E$ zwischen $A$ und $B$, im zweiten dem Mittel der Quadrate von $e$. Sind die Ablenkungen $d$ des Elektrometers in beiden Fällen gleich, so ist, wenn $I$ die Intensität des an einer Tangentenbussole gemessenen Stromes, $\alpha$ die Ablenkung ihrer Nadel, $H$ die Horizontalcomponente des Erdmagnetismus und $K$ eine Constante ist:

$$\sqrt{d} = KE = KIR = K.R\frac{H}{G}\,tg\,\alpha,$$

wo $G$ eine von der Construction der Tangentenbussole abhängige Constante ist. Andererseits wird, wenn $F$ die Fläche, $T$ die Umdrehungszeit des Inductors ist:

---

[1]) J. Fröhlich in Budapest, Vorläufige Mittheilung der Berechnung und einiger Versuche. Wied. Ann. 19, p. 106, 1883*. — [2]) Joubert, Compt. rend. 94, p. 1519, 1882*; Beibl. 6, p. 892*.

$$\sqrt{d} = K \frac{\pi \sqrt{2}}{T} F H, \text{ daher: } R = \frac{\pi \sqrt{2}}{T} \frac{F G}{tg\alpha}.$$

Wendet man einen Sinusinductor an, dessen Spirale die Constante $G_1$, und dessen Magnet das Moment $M$ hat, so ist:

$$\sqrt{d} = K \frac{\pi \sqrt{2}}{T} G_1 M \text{ und } R = \frac{\pi \sqrt{2}}{T} \frac{G G_1}{tg\alpha} \frac{M}{H}.$$

Im ersten Falle sind $T$ und $\alpha$ zu beobachten, $F$ und $G$ zu bestimmen, im zweiten sind ausser $T$ und $\alpha$ noch $G$, $G_1$, und $M/H$ zu messen. Da der Inductionskreis geöffnet bleibt, hat die Selbstinduction und der Widerstand desselben keinen Einfluss.

1335 Endlich kann man auf indirectem Wege nach einer dreizehnten Methode durch Messung der durch einen constanten Strom von der in elektromagnetischem Maasse gemessenen Intensität $i$ in der Zeit $z$ in einem Leiter erzeugten Wärmemenge $W$ den Widerstand $w$ desselben in gleichem Maasse bestimmen. Ist das mechanische Aequivalent der Wärmeeinheit $A$, so ist $w = AW/i^2 z$.

Schon Joule[1]) hatte im Jahre 1866 Versuche angestellt, um umgekehrt aus der Erwärmung eines Drahtes von Platinsilberlegirung, dessen Widerstand nahe einer B.-A.-Einheit gleich war, durch einen Strom von bekannter Intensität das mechanische Wärmeäquivalent zu bestimmen, und fand es gleich 783 Fusspfund.

Aus diesen Versuchen, welche indess damals noch nicht mit der jetzt erreichbaren Genauigkeit angestellt werden konnten, lässt sich unter Annahme des richtigen Wärmeäquivalentes berechnen, dass der Widerstand einer B.-A.-Einheit 0,9887 Ohm beträgt, also wenn eine Quecksilbereinheit gleich 0,95384 B. A. ist, eine Quecksilbereinheit gleich 0,9413 Ohm ist[2]).

1336 Weitere Versuche dieser Art hat F. Weber (l. c. §. 1316) ausgeführt.

In die Bahn eines mittelst der §. 1322 erwähnten einfachen Taugentenbussole mit stark gedämpftem Magnete in elektromagnetischem Maasse gemessenen Stromes wurde ein dünner, im Zickzack auf einen Hartgummirahmen aufgewundener Platindraht von etwa 15 S. Q.-E. Widerstand mittelst dicker Kupferdrähte als Zuleiter eingeschaltet. Der Rahmen befand sich in einem Wassercalorimeter von dünnstem Kupferbleche,

[1]) Joule, vergl. Bd. 2, §. 515, p. 438*. — [2]) Eine Abänderung dieser Methode ist von Lippmann (Compt. rend. 95, p. 634, 1882*; Beibl. 6, p. 955*) vorgeschlagen. Der Draht, dessen absoluten Widerstand man bestimmen will, wird in ein Calorimeter gebracht und durch ihn ein Strom von in absolutem Maasse bekannter Intensität $i$ geleitet, bis das Calorimeter eine constante, durch ein empfindliches Thermoskop zu beobachtende Temperatur hat. Darauf wird der Strom unterbrochen und durch einen Motor eine Reibung in dem den Draht enthaltenden Gefässe erzeugt, bis die frühere Temperatur erreicht ist. Dann ist die auf die Reibung verwendete Arbeit $T = i^2 r$. Letzteren Versuch könnte man besser vor dem ersten anstellen, auch könnte man statt der constanten Temperatur das Ansteigen derselben beobachten.

dessen Wasserwerth incl. Rahmen, Draht, eingesenktem, mit einem Luftthermometer sorgfältig verglichenen Thermometer etwa 3 g betrug, während dasselbe mit etwa 250 g Wasser gefüllt war. Die erdmagnetische Kraft wurde vor und nach jedem Versuche bestimmt, die Einflüsse der Aenderung der Declination auf die Stellung des Magnetspiegels durch Umlegen der Stromesrichtung eliminirt. Die Stromstärke wurde mittelst eines du Bois'schen Reochords bis auf $^1/_{500}$ bis $^1/_{600}$ constant erhalten und der absolute Werth des Widerstandes $w$ nach der §. 1322 erwähnten Methode bestimmt.

Nimmt man an, dass die Wärmeabgabe des Calorimeters an die Umgebung dem Newton'schen Gesetze entspricht, die specifische Wärme $c_a$ des Wassers, ebenso wie der Widerstand $w_a$ des Platindrahtes mit der Temperatur $t_a$ proportional steigt; sind $\gamma$ und $q$ die betreffenden Coefficienten der Zunahmen für 1°; ist der Wasserwerth des Calorimeters $M$, $t$ seine Temperatur, $t_a$ die seiner Umgebung, $h$ die von demselben bei der Temperaturdifferenz von 1° an letztere abgegebene Wärme, $z$ die Zeit, so folgt:

$$M c_a [1 + \gamma (t - t_a)] \, dt = \frac{i^2 w_a}{A} [1 + q (t - t_a) \, dz - h (t - t_a) \, dz].$$

Ist $K = i^2 w_a / A M c_a$, $B = (A h - (q - \gamma) i^2 w) / A M c_a$, so ist danach:

$$t - t_0 = \left(\frac{K}{B} - t_0 + t_a\right)(1 - e^{-Bz}) \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 1)$$

und wenn $t$ die mittlere Temperatur des Calorimeters ist:

$$A M c_a [t - t_0 + B (t - t_a) z] = i^2 w_a z.$$

$B(t - t_a) z$, die Temperaturcorrection wegen der secundären Einflüsse, wurde möglichst klein [$^1/_{200}$ bis $^1/_{300}$ $(t - t_a)$] gemacht, die Zeit $z$ so lang genommen, dass die Temperaturerhöhung etwa 15° betrug. Die Temperatur wurde alle 5 Minuten abgelesen, woraus $B$ nach Formel 1) zu berechnen ist.

Der Widerstand des Platindrahtes war:

| | in absolutem Maasse: | in S. Q.-E.: |
|---|---|---|
| bei 23° | $14{,}468 \cdot 10^{10}$ | 15,146 |
| 0° | $14{,}131 \cdot 10^{10}$ | 14,781 |

woraus folgt:

bei 23° 1 S. Q.-E. $= 0{,}9552 \cdot 10^{10}$; bei 0° $= 0{,}9560 \cdot 10^{10}$.

Der Coefficient der Widerstandszunahme betrug für die absoluten Messungen $q = 0{,}001035$, für die relativen $q = 0{,}001074$, also ist der absolute Widerstand bei der Temperatur $t$ gleich:

$$w = 14{,}131 \, (1 + 0{,}001054 \, t) \times 10^{10} \, (\mathrm{mm/sec}).$$

Nach einer Reihe von 24 Versuchen, während deren Ströme von der Stärke 4 bis 6 (abs.) Stunden lang hindurchgingen, blieb der Widerstand des Drahtes völlig constant.

Bei Bestimmung der Erwärmung durch schwächere Ströme in längerer Zeit (I) und durch stärkere Ströme in kürzerer Zeit (II) ergab sich bei je 12 Beobachtungen:

$$\text{I.}\quad A = 427{,}76 \pm 0{,}23 \quad (426{,}46 \text{ bis } 429{,}93),$$
$$\text{II.}\quad A = 428{,}42 \pm 0{,}25 \quad (427{,}45 \text{ bis } 430{,}31).$$

Aus einer dritten Reihe, bei welcher die Wärmeabgabe des Calorimeters vier- bis fünfmal so gross war, folgte:

$$\text{III.}\quad A = 428{,}28 \pm 0{,}18 \quad (426{,}92 \text{ bis } 429{,}10).$$

Als Mittel aller Beobachtungen ergiebt sich das mechanische Wärmeäquivalent:

$$A = 428{,}15 \pm 22 \text{ m.kg}.$$

Hat man nach diesen Feststellungen den Widerstand $w$ eines Theiles eines Schliessungskreises und auf anderem Wege sein Verhältniss zum Gesammtwiderstande $w + w_1$ desselben bestimmt, so folgt aus der Messung der Stromintensität $i$ in absolutem Maasse die elektromotorische Kraft $E$. Wird dann auf anderem Wege die letztere, z. B. mit Hülfe einer Siemens'schen Einheit ($e$), bestimmt, so erhält man wieder:

$$1 \text{ S.Q.-E.} = \frac{E}{e}.$$

Bei derartigen Versuchen war der erwähnte zickzackförmige Platindraht, dessen Widerstand $w$ für alle benutzten Temperaturen bestimmt war, in den Schliessungskreis von 7 bis 10 Bunsen'schen oder Daniell'schen Elementen eingeschaltet. Das Verhältniss seines Widerstandes zu dem $w_1$ der übrigen Stromesbahn wurde zugleich mit der elektromotorischen Kraft nach einer ähnlichen Methode wie die von Mance bestimmt. Nun wurde der Strom der Säule unter Einschaltung der einfachen Tangentenbussole mit dem Platindraht zu einem Kreise (Widerstand $w_1 + w$) geschlossen, und die Wärmeerzeugung $Q$ in der Zeit $z$ unter Beobachtung der Stromintensität gemessen. Letztere änderte sich sehr wenig. Nach dieser Messung wurden nochmals $w_1$ und $e$ bestimmt und der Mittelwerth der vor- und nachher erhaltenen, sehr wenig von einander verschiedenen Werthe genommen. Es ist dann:

$$A\,Q\left(1 + \frac{w_1}{w}\right) = i\,E\,z.$$

So wurde gefunden:

Bunsen's Element

$$1)\quad E = 18{,}885 \,.\, 10^{10} \left(\frac{\text{mm}^{3/2}\,\text{mg}^{1/2}}{\text{sec}^2}\right), \text{ d. h. } 1 \text{ S. Q.-E.} = 0{,}9536 \text{ Ohm}$$
$$2)\quad E = 19{,}150 \,.\, 10^{10} \quad " \quad " \quad = 0{,}9552 \quad "$$

Daniell's El. amalg. Zn., conc. $ZnSO_4$, conc. $CuSO_4$, Cu

$$E = 10{,}954 \,.\, 10^{10} \left(\frac{\text{mm}^{3/2}\,\text{mg}^{1/2}}{\text{sec}^2}\right), \text{ d. h. } 1 \text{ S. Q.-E.} = 0{,}9565 \quad "$$



Desgl.; statt $ZnSO_4$ verd. $H_2SO_4$, sp. Gw. 1,035

1) $E = 11,286 \cdot 10^{10} \left(\frac{mm^{3/2} mg^{1/2}}{sec^2}\right)$, d. h. 1 S. Q.-E. = 0,9526 Ohm

2) $E = 11,317 \cdot 10^{10}$ " " = 0,9579 "

Mittel 0,9550 Ohm.

Als Wärmeeinheit ist hier diejenige genommen, welche erforderlich ist, um 1 kg Wasser von 0° auf 1° C. zu erwärmen. Auch hier stimmt unter der Annahme, dass 1 Q.-E. = 0,9550 Ohm bei 0° ist, das aus den thermischen Wirkungen des Stromes abgeleitete mechanische Wärmeäquivalent mit dem auf anderen Wegen gefundenen nahe überein.

Diese thermischen Messungen dürften indess kaum mit derselben Genauigkeit ausgeführt werden können, wie die elektromagnetischen Messungen zur Bestimmung des Ohm in Quecksilbereinheiten, und somit mehr zur Bestätigung des Werthes des Wärmeäquivalentes auf elektromagnetischem Wege dienlich sein, als für obigen Zweck.

**1337** Bei der Beurtheilung der verschiedenen bisher zur Anwendung gekommenen Methoden ist sowohl nach den in Rechnung kommenden Formeln die Abhängigkeit des Resultates von den Fehlern zu betrachten, als auch die praktische Möglichkeit, dieselben zu vermeiden. Den ersteren Punkt hat Lord Rayleigh[1]), den zweiten habe ich[2]) selbst besprochen.

Bei der ersten Methode von W. Weber (Drehung des Inductors um eine verticale Axe um 180°, Messung des Stromes am Galvanometer) erhält man unter Fortlassung der auf die Fadentorsion und Dämpfung bezüglichen Glieder den Widerstand $W$ der Schliessung:

$$W = 2\pi \frac{T_g}{T_i^2} F G \cdot \frac{1}{s_n},$$

wo $T_i$ und $T_g$ die Schwingungsdauern am Inductor und Galvanometer, $F$ die Fläche des Inductors, $G$ die Galvanometerconstante, $s_n$ die Summe des $n$ten und $n+1$ ten Ausschlages sind.

Hier ist also weder die schwer zu bestimmende Horizontalcomponente des Erdmagnetismus, noch das Trägheitsmoment der Nadel im Galvanometer, sondern es sind nur die Schwingungsdauern derselben $T_g$ und $T_i$, resp. der eine dieser Werthe und das Verhältniss beider zu einander zu messen, was keine besonderen Schwierigkeiten darbietet. Ist $r_i$ der mittlere Radius des Inductors, $r_g$ der des Galvanometers, so ist $F = n r_i^2 \pi$; $G = 2 m\pi / r_g$, wo $n$ und $m$ die Windungszahlen der Rollen sind, danach wird:

$$W = 4\pi^3 n m \frac{T_g}{T_i^2} \frac{r_i^2}{r_g} \pi^2.$$

[1]) Lord Rayleigh, Phil. Mag. [5] **14**, p. 329, 1882*. — [2]) G. Wiedemann, Elektrotechn. Zeitschr. **3**, p. 260, 1882*.

Der mittlere Radius des Inductors tritt demnach im Quadrat, der des Galvanometers in der ersten Potenz in die Formel ein.

Es handelt sich also um besonders genaue Bestimmung beider Grössen, namentlich der ersteren. Eine solche ist aber direct nur möglich, wenn die Dimensionen der Rollen gross sind. Ist der Durchmesser gleich 1 m, wie bei den Versuchen von W. Weber und Zöllner, sowie den meinigen, so bedingt ein Fehler von 0,5 mm in der Messung des Durchmessers des Inductors schon einen Fehler von $^1/_{1000}$ in der der Fläche; in der der Galvanometerconstante von $^1/_{2000}$. Bei den Versuchen von Mascart, bei welchen die Rollen etwa 27 bis 30 cm und 14 bis 17 cm Durchmesser haben, musste also, um eine Genauigkeit von $^1/_{1000}$ zu erzielen, der Durchmesser des Inductors bis auf etwa 0,15 resp. 0,07 mm auf die eine oder andere Weise genau gemessen werden. Bei den Schwierigkeiten, welche die Messung des Umfangs resp. des Durchmessers der Rollen wegen der Unebenheiten der Bespinnung, wegen des unvermeidlichen Ueberganges der Windungen einer Schicht über die der vorhergehenden an einer Stelle darbietet, dürfte daher die Wahl recht grosser Dimensionen ganz besonders rathsam sein. Sonst ist es zweckmässig, die Drehungsmomente der Rollen mit denen des Ringes einer Tangentenbussole von bekannten Dimensionen nach der Bd. III, §. 219 erwähnten Methode zu vergleichen. Freilich werden auch hierdurch neue Messungen und somit neue Fehlerquellen eingeführt. Diese Bemerkungen gelten nicht nur für diese, sondern auch für die übrigen Methoden.

**1338** Die Methode von Carey Foster und Lippmann (§. 1330), welche sich dieser Methode anschliesst, giebt nach Fortlassung der Correctionen den Widerstand:

$$W = n\,m\,\pi\,\frac{r_i^2}{r_g}\cdot\omega\,ctg\,\vartheta,$$

wo wiederum $n$ und $m$, sowie $r_i$ und $r_g$ die Windungszahlen und reducirten Radien des Inductors und Galvanometers, $\omega$ die Drehungsgeschwindigkeit des ersteren, $\vartheta$ die Ablenkung der Nadel der Tangentenbussole ist. Die Bedingungen in Bezug auf $r_i$ und $r_g$ sind also dieselben, wie bei der Methode §. 1337. Die Selbstinduction kann hier bei geeigneter Anordnung der Versuche kaum störend auftreten (s. §. 1330).

**1339** Bei der zweiten Methode von W. Weber (Inductor um eine verticale Axe rotirend. Ablenkung des darin schwebenden Magnets) ergiebt sich der Widerstand nach Fortlassung der Correctionen für die Fadentorsion, die Selbstinduction u. s. f.:

$$W = \pi^2 n^2 r\,\omega\,ctg\,\varphi,$$

[illegible] die Zahl der Windungen, $r$ der mittlere Radius, $\omega$ die Drehungs[illegible]keit, $\varphi$ die Ablenkung der Nadel ist.

[illegible] der Durchmesser der Rollen, wie bei den Versuchen von Lord

Rayleigh, nur 470 mm, so bedingt ein Fehler von 0,25 mm in der Messung des Durchmessers, oder von 0,7 mm in der des Umfanges, schon einen Fehler von $^1/_{1000}$ im Resultat.

Hier tritt freilich der Radius der Rolle nur in der ersten Potenz auf; auch dürfte die Bestimmung von $\omega$ keine grossen Schwierigkeiten darbieten. Dagegen ist die Selbstinduction der Rolle sehr störend. Eine Berechnung derselben ist wegen der grossen Nähe, in welcher die Windungen auf einander inducirend wirken, wobei eine kleine Lagenänderung einen grossen Einfluss hat, immerhin nicht allzu sicher; die experimentelle Bestimmung involvirt neue Fehlerquellen. Trotz des zuerst erwähnten Vortheils dürfte danach diese Methode doch kaum der erstgenannten vorzuziehen sein, abgesehen von der Schwierigkeit, Luftzüge, Erschütterungen u. s. f. zu vermeiden; namentlich bei Benutzung sehr kleiner Magnete, welche anzuwenden sind, um ihre Inductionswirkung auf die rotirende Spirale zu vermeiden. Letztere Fehlerquelle fällt bei der Rotation um eine horizontale Axe fort, indess ist dabei die sehr schwierige Bestimmung der Inclination erforderlich.

**1340** Die Methode der Induction zweier Drahtkreise auf einander und Messung des Inductionsstromes an einem Galvanometer bedingt zunächst die Ausmessung dreier Drahtrollen, des Inductors, des inducirten Kreises und des Galvanometers, resp. noch des um letzteres gelegten Gewindes zur Messung des inducirenden Stromes; ist also in dieser Beziehung weniger günstig, als die erstgenannten Methoden; dagegen wirkt die Selbstinduction bei ihr nicht mit, wie bei der zweiten Methode.

Ist $P$ das Potential der Spiralen auf einander, $\vartheta$ die Ablenkung der Galvanometernadel durch den Inductionsstrom, $\alpha$ dieselbe durch den inducirenden Strom, $h$ das Verhältniss der Drehungsmomente der im ersten und letzten Falle verwendeten Gewinde des Galvanometers, $T$ die Zeitdauer der Schwingung der Nadel desselben, so ist, wiederum abgesehen von Nebenumständen, der Widerstand:

$$W = \frac{\pi}{T} \frac{tg\,\alpha}{\sin {}^1/_2\,\vartheta} \frac{P}{h}.$$

Aus den Formeln für $P$ ergiebt sich, dass ein Fehler in der Messung des mittleren Abstandes der Spiralen linear, und dass der Fehler in der Bestimmung des mittleren Radius (bei Rowland etwa 26 cm, bei Glazebrook 49 cm, bei Fr. Weber etwa 32, bei den neueren Versuchen desselben etwa 69 cm) quadratisch im Endresultate auftritt. Bei geringen Abständen der inducirenden Rollen ist der Abstand also sehr genau zu messen, resp. durch Aenderung desselben eine grössere Genauigkeit zu erzielen.

Aehnliche Betrachtungen gelten für die Methode von Roiti.

**1341** Bei der scheinbar ausserordentlich einfachen dritten Methode von W. Weber der Dämpfung der Schwingungen einer Magnetnadel in einem

geschlossenen Multiplicator ist der Widerstand, abgesehen von der Fadentorsion:

$$W = \frac{2\,n^2\pi^2 M}{H r^2}\,\frac{\pi^2 + \lambda^2}{\lambda\,T},$$

wo $T$ die Schwingungsdauer, $\lambda$ das logarithmische Decrement, $M$ das Moment der Nadel, $r$ der reducirte Radius des Multiplicators, $n$ seine Windungszahl ist. Bei dieser Methode tritt der mittlere Radius quadratisch im Nenner auf. Direct ist derselbe sehr schwer hinlänglich genau zu bestimmen, da der Multiplicator die Nadel behufs hinreichender Dämpfung eng umgeben muss; eine indirecte Bestimmung ist deshalb angezeigt. Zugleich ist aber die Kenntniss des Momentes der Nadel resp. ihres Trägheitsmomentes und namentlich der Horizontalcomponente des Erdmagnetismus erforderlich, welche Bestimmungen Schwierigkeiten bereiten. Auch ist die Selbstinduction zu berücksichtigen, deren experimentelle Bestimmung auch hier eine Quelle für neue Fehler herbeiführen kann. Ferner können die Inductiosströme in der Masse des Magnets sowie der Eisengehalt der Multiplicatorwindungen störend einwirken.

Zu beachten ist, dass fast alle Bestimmungen des Ohm nach dieser Methode kleiner ausfallen, als nach den übrigen.

Aehnliche Fehler treten bei der Combination der §. 1302 erwähnten und der eben besprochenen Methode durch F. Kohlrausch (§. 1319) auf.

1342 Endlich ist die Methode von Lorenz besonders empfohlen worden. Ist die Umdrehungszahl der Scheibe $n$, das Potential der Spiralen auf ihren Umfang gleich $P$, so ist der Widerstand des zu untersuchenden Drahtes:

$$W = n\,.\,P.$$

Ein Vortheil dieser Methode ist, dass sich bei ihrer Ausführung im Gegensatze zu den anderen Methoden ein constanter Gleichgewichtszustand herstellt. Die Schwierigkeit der Bestimmung des Potentials $P$ bleibt bestehen, obgleich sich die dabei einfliessenden Störungen in Folge unrichtiger Stellung der inducirenden Spiralen durch Wahl eines geeigneten Abstandes von der rotirenden Scheibe vermindern lassen. Indess ist die in der Scheibe inducirte elektromotorische Kraft $E$, von welcher die Empfindlichkeit der Methode abhängt, nur klein und die an den sich erwärmenden Schleifcontacten an der Scheibe auftretenden thermoelektrischen Erregungen sind dagegen nicht unbedeutend und wegen der variablen Reibung nicht ganz constant. Sie müssen deshalb durch Umkehrung der Richtung des inducirenden Stromes eliminirt werden. Auch ist, eben weil $E$ klein ist, der bestimmbare Widerstand ($W = n\,.\,E$, wo $n$ die Umdrehungszahl der Scheibe) nur äusserst klein ($^1/_{200}$ Ohm) zu nehmen. Theilt man den Hauptstrom, so ist in der Ausmessung des Verhältnisses der Theilung ein neuer Fehler gegeben. Somit dürfte diese im Princip vortreffliche Methode doch nicht ohne Weiteres allen übrigen voran-

gestellt werden können[1]), wohl aber mit ihnen gemeinsam benutzt zu werden verdienen. Bei der grossen Schwierigkeit der Messungen ist es überhaupt im hohen Grade zweckmässig, dass dieselben auf möglichst verschiedenen Wegen vorgenommen worden sind.

Ob die elektrostatischen Messungen mittelst eines Elektrometers auf denselben Grad der Genauigkeit gebracht werden können, wie die galvanometrischen, müssen weitere Versuche lehren.

Die thermischen Methoden der Ohmbestimmung dürften wegen der grossen Schwierigkeit, calorimetrische Messungen mit hinlänglicher Genauigkeit auszuführen, kaum den erwähnten directen Methoden an die Seite zu stellen sein.

Die folgende Zusammenstellung giebt die vermittelst dieser Methoden erhaltenen Resultate[2]). **1343**

---

[1]) Lord Rayleigh, l. c. — [2]) Diese Zusammenstellung rührt von Grylls Adams her (Conférence internationale pour la détermination des unités électriques, 2. Session, p. 38, 1884*). Nur die Zahl von Wild ist nach den neueren Bestimmungen geändert. Wir haben die nicht direct für den vorliegenden Zweck ausgeführten thermischen Bestimmungen fortgelassen. Die mit einem * versehenen Zahlen sind berechnet, indem das Verhältniss einer Quecksilbereinheit zu der B.-A.-Einheit gleich 0,95384 genommen wurde.

| | Beobachter | 1 Quecksilber-Einheit = Ohm | 1 B.-A.-U. = Ohm | 1 Ohm = Quecksilbersäule von | Methode |
|---|---|---|---|---|---|
| 1874 | F. Kohlrausch . . . . . | 0,9442 | 0,9899* | 105,91 cm | Inductor um 180° gedreht |
| 1884 | Mascart . . . . . . . . | 0,9406* | 0,9861 | 106,32 | |
| 1884 | Wiedemann . . . . . . | 0,9417 | 0,9873* | 106,19 | |
| 1882 | Rayleigh . . . . . . . | 0,9410* | 0,9865 | 106,28 | Inductor rotirend um eine verticale Axe |
| 1882 | H. Weber . . . . . . . | 0,9421* | 0,9877 | 106,14 | Desgleichen um eine horizontale Axe |
| 1882 | Dorn . . . . . . . . . | 0,9482 | 0,9941* | 105,46 | Dämpfungsmethode |
| 1883 | Wild . . . . . . . . . | 0,9431 | 0,9887* | 106,03 | |
| 1884 | H. F. Weber . . . . . . | 0,9500 | 0,9960* | 105,26 | |
| 1878 | Rowland . . . . . . . . | 0,9453* | 0,9911 | 105,79 | Induction zweier conaxialer Spiralen |
| 1882 | Glazebrook . . . . . . | 0,9408* | 0,9863 | 106,30 | |
| 1884 | Mascart . . . . . . . . | 0,9406* | 0,9861 | 106,32 | |
| 1884 | H. F. Weber . . . . . . | 0,9490 | 0,9949* | 105,37 | |
| 1883 | Rayleigh . . . . . . . | 0,9412* | 0,9868 | 106,24 | |
| 1884 | Lorenz . . . . . . . . | 0,9417 | 0,9873* | 106,19 | Methode von Lorenz |
| 1884 | Lenz . . . . . . . . . | 0,9422 | 0,9878* | 106,13 | |
| 1884 | Roiti . . . . . . . . . | 0,9443 | 0,9902 | 105,90 | Methode von Roiti |

1344 Wenngleich diese Werthe noch ziemlich unter einander differiren, so hat man doch im Interesse der Praxis einen mittleren abgerundeten Werth als gesetzliches Ohm eingeführt, ohne dadurch die Grösse des eigentlichen, wissenschaftlichen Ohm und der anderen Einheiten zu präjudiciren. Danach sind für die Praxis folgende Definitionen gegeben:

Das gesetzliche Ohm ist der Widerstand einer Quecksilbersäule von 0,01 qcm Querschnitt und 106 cm Länge bei der Temperatur 0° C.

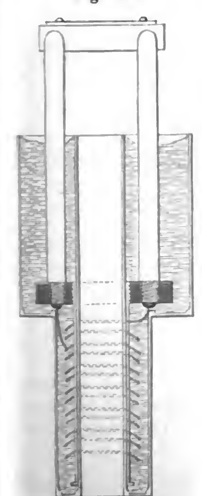
Ein Ampère ist der Strom, dessen Stärke gleich 0,1 C.-G.-S. in elektromagnetischem Maasse ist.

Ein Volt ist die elektromotorische Kraft, welche einen Strom von einem Ampère in einem Leiter erzeugt, dessen Widerstand das gesetzliche Ohm ist.

Der Unterschied des gesetzlichen Ohm von dem wirklichen ist so klein, dass es z. B. bei Widerstandsetalons von Neusilber nur einer anderen Angabe der Temperatur bedürfte, um dieselben, wenn sie bei einer bestimmten Temperatur einen gegebenen Widerstand in gesetzlichen Ohms besitzen, für die Messung in wahren Ohms als Etalons direct benutzen zu können und umgekehrt.

1345 Nachdem der Werth des Ohm in der Länge einer Quecksilbersäule von gegebenem Querschnitt (1 qmm) bestimmt ist, hat es keine Schwierigkeiten, Etalons in der von W. Siemens angegebenen Weise herzustellen, indem man erst Quecksilberspiralen von bekannten Dimensionen auf ihren Widerstand prüft und damit andere Etalons vergleicht.

Fig. 313.



Früher wurden die Copien des Ohm aus Drähten von der Legirung von 2 Thln. Silber und 1 Thl. Platin oder 2 Thln. Gold und 1 Thl. Silber gefertigt. Die Drähte waren mit weisser Seide übersponnen und in zwei parallelen Hälften neben einander auf Messingrollen gewickelt. Dieselben waren in einen dünnen Messingblechkasten, Fig. 313, eingelegt, der mit Paraffin ausgegossen wurde.

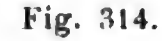
Von den Gold-Silberlegirungen von Matthiessen (2 Thle. Gold und 1 Thl. Silber) entspricht der B.-A.-Einheit ein Draht von 0,5995 m Länge, von welchem 1 m 1 g wiegt [1]).

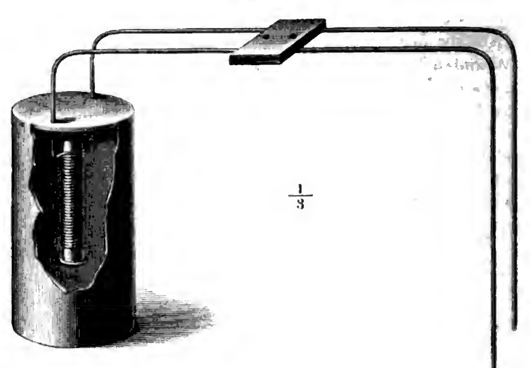
1346 Von grösster Wichtigkeit ist es bei Herstellung derartiger Etalons, dass sie mit der Zeit möglichst constant bleiben. Erfahrungen an den Siemens'schen Einheiten aus Neu-

[1]) Report Brit. Assoc. 1864, p. [illegible]; 1865, p. 309*.

silberdraht haben gezeigt, dass dieselben sich innerhalb 20 Jahren kaum ändern, so dass hiermit ein erprobtes Material vorliegt, dessen Widerstand auch mit der Temperatur nur sehr wenig variirt (der Temperaturcoefficient beträgt für 1⁰ etwa 0,0003). Derartige Erfahrungen liegen für die anderen Legirungen noch nicht vor. In Betreff der neuerdings vorgeschlagenen Legirung von Platin-Iridium sind dieselben ebenfalls noch abzuwarten.

1347 Die Form der älteren Siemens'schen Etalons haben wir bereits Bd. I, §. 481 erwähnt. Neuerdings erhalten dieselben die Form der Fig. 314. Der übersponnene Neusilberdraht ist zur Vermeidung magnetischer Wirkungen nach aussen in zwei parallelen, an den einen Enden verbundenen Windungsreihen gewunden [1]).


Fig. 314.




1348 Fig. 315 stellt eine Siemens'sche Widerstandsscala dar, in welcher die Widerstände angeordnet sind, wie Bd. I, §. 423 beschrieben ist. Diese Scalen werden in gleicher Construction von 0,1 bis 1, 1 bis 10, 10 bis 100 ..., 10000 bis 100000 Quecksilbereinheiten oder Ohm Widerstand ausgeführt.

Ein solcher Stöpselrheostat muss calibrirt werden.

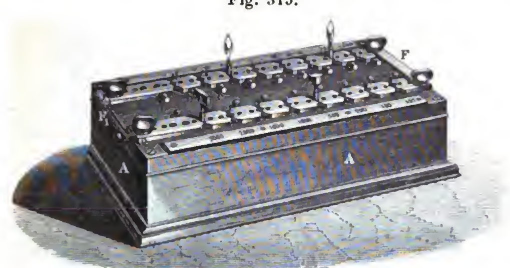
Entweder kann man die einzelnen Drahtstücke direct mit einem Normaletalon vergleichen, wobei aber in Folge der grossen Verschiedenheit der einzelnen Widerstände des Rheostaten im Verhältniss zu dem

---

[1]) Ueber die Herstellung der Siemens'schen Etalons siehe auch Reproduction de l'unité, Berlin, Springer, 1882*; Beibl. 7, p. 129*.

Normaletalon die Resultate ungenau werden; oder man verwendet nach F. Kohlrausch[1]) eine ähnliche Methode, wie bei Calibrirung der Gewichtssätze. Dabei sollten an dem Rheostaten Zuleitungen zu den einzelnen Drahtrollen, Quecksilbernäpfe oder Klemmen angebracht sein.

Fig. 315.



Es seien die Widerstände der einzelnen Rollen mit $1', 1'', 2', 2'', 5 \ldots$ bezeichnet. Dann werden durch die Brückenmethode oder das Differentialgalvanometer erst verglichen $1' + 2' + 2''$ mit 5, dann $2''$ mit $2'$ u. s. f., wobei sich kleine Unterschiede $\alpha, \beta \ldots$ ergeben. Daraus folgt:

$$\begin{aligned} 5' &= 2' + 2'' + 1' + \alpha \\ 2'' &= 2' \qquad\qquad\quad + \beta \\ 2' &= 1' + 1'' \qquad\;\; + \gamma \\ 1' &= 1'' \qquad\qquad\quad + \delta \end{aligned}$$

Endlich sei die Summe dieser Widerstände $5' + 2'' + 2' + 1' = 10 + \varrho$, statt des verlangten 10, wo der Werth $\varrho$ direct durch Vergleichung mit einem Normaletalon gefunden ist. Ferner setze man $\sigma = \frac{1}{10}(\alpha + 2\beta + 4\gamma + 6\delta - \varrho)$, dann wird:

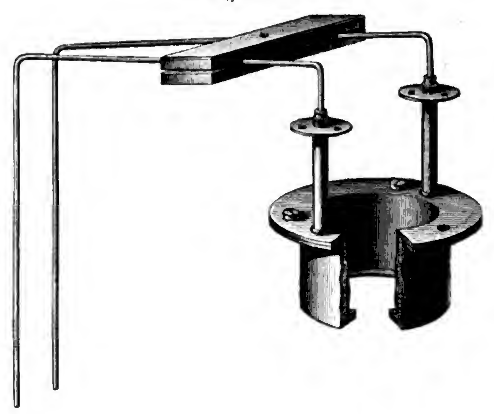
$$\begin{aligned} 5' &= 5 - 5\sigma + \alpha + \beta + 2\gamma + 3\delta \\ 2'' &= 2 - 2\sigma + \beta + \gamma + \delta \\ 2' &= 2 - 2\sigma + \gamma + \delta \\ 1' &= 1 - \sigma \;\; + \delta \\ 1'' &= 1 - \sigma. \end{aligned}$$

In ganz gleicher Weise werden die höheren Widerstände graduirt. Man nimmt dabei die Summe aller Widerstände als richtig an, resp. prüft dieselbe durch einen Normaletalon[2]).

[1]) F. Kohlrausch, Leitfaden der praktischen Physik, 5. Aufl., p. 238, Leipzig, Teubner, 1884*. — [2]) Bei den Stöpselrheostaten von Siemens und Halske sind von den einzelnen Messingklötzen Kupferdrähte $k$ nach unten geführt, mit deren unteren Enden je die Drahtenden der auf einander folgenden Rollen verbunden sind. Ist der Widerstand der Kupferdrähte $k$, der der

1349 Die englischen Etalons, Fig. 316, besitzen statt der Büchse der Siemens'schen Etalons einen doppelwandigen, luftdicht geschlossenen Hohl-

Fig. 316.



cylinder, in welchen die den Widerstand darstellenden Drähte eingelegt werden und aus dem die an ihre Enden gelötheten dicken Kupferdrähte isolirt hervorragen. Der die Drähte enthaltende Raum ist mit Paraffin ausgegossen. Hierfür wäre sehr viel zweckmässiger ein schweres Petroleum zu verwenden, da sich im Paraffin beim Einlegen des Etalons in eine Flüssigkeit von bestimmter Temperatur die letztere nur sehr langsam bis zum Drahte hin ausgleicht.

1350 Ist einmal das Ohm festgestellt und mittelst desselben als Einheit der Widerstand eines Schliessungskreises ausgemessen, so bedarf es nur noch der Bestimmung einer zweiten Constante, um die dritte im Ohm'schen Gesetze nach der Formel $IR = E$ zu finden.

Als zweite Constante ist zunächst die Intensität zu bezeichnen, welche mittelst einer Tangentenbussole mit bekanntem Reductionsfactor relativ nicht zu schwer zu bestimmen ist (vergl. Bd. III, §. 350 u. f.).

Aus der Messung des Widerstandes und der Intensität folgt unmittelbar die elektromotorische Kraft.

---

Rollen $r_1, r_2 \ldots$, so ist beim Ziehen von $n$ Stöpseln der in den Schliessungskreis eingeschaltete Widerstand $2k + r_1 + r_2 + \ldots + r_n$. Die Widerstände sind also nicht denen der eingefügten Rollen proportional (vergl. Dorn, Wied. Ann. **22**, p. 558, 1884*). Eine Methode der Calibrirung bei dieser Einrichtung siehe Chwolson, Wied. Ann. **24**, p. 45, 1885*.

1351 Statt dessen schlägt Werner Siemens[1]) vor, die Capacität eines Condensators als zweite Constante zu verwenden, da sich die Capacitäten sehr gut durch Ladung und Entladung desselben durch einen grossen Widerstand bestimmen lassen[2]). Diese Methode beruht auf Folgendem: Ist $K$ die Capacität des Condensators, $P$ das Anfangspotential der Ladung zur Zeit $t = 0$, wird der Condensator durch einen Leiter vom Widerstande $r$ mit der Erde verbunden und ist $p$ das Potential zur Zeit $t$, so ist die Intensität des Stromes in der Leitung zur Zeit $t$:

$$i = \frac{p}{r} = - K \frac{d p}{d t},$$

oder da für $t = 0$, $p = P$ ist,

$$\frac{p}{P} = e^{-\frac{t}{Kr}}.$$

Beobachtet man also die Zeit zur Reduction des Potentials, resp. der Stromintensität in der Ableitung auf einen bestimmten Bruchtheil ($p/P$) und ist der Widerstand $r$ in Ohms gemessen, so ist auch die Capacität $K$ in absolutem Maasse bestimmt. Misst man die Zeiten $t_1$ und $t$ zur gleichen Reduction des Potentials, resp. der Stromintensität bei einem Normalcondensator von der Capacität $K_1$, und bei einem damit zu vergleichenden von der Capacität $K$, so ist

$$K : K_1 = t : t_1.$$

Als Normalcondensator dient ein System von über einander liegenden Metallscheiben in trockner Luft bei etwa 20° C., welches hermetisch und sorgfältig isolirt in einen Kasten eingeschlossen ist, durch den während der Versuche ein trockner Luftstrom geleitet wird. Die angewandten Widerstände bestehen aus Graphit, welcher in polirte Rinnen in Ebonitcylinder eingerieben ist. Man kann so leicht Widerstände von 1000 Megohms darstellen, in welchen die Entladung mehrere Minuten andauert. Wiederholte Versuche mit demselben Condensator gaben bis auf 1 Proc. übereinstimmende Resultate in Betreff der Capacität.

1352 Mit den elektromagnetischen Einheiten sind die übrigen bisher aufgestellten empirischen Einheiten der Constanten des Stromes zu vergleichen.

Der Widerstand des Jacobi'schen Widerstandsetalons ist nach W. Weber in absolutem elektromagnetischen Maasse gleich

$$598 . 10^7 \text{ mm/sec.}$$

Indess hat diese Angabe keinen grossen Werth, da die verschiedenen,

[1]) Siemens und Halske, Vorschlag einer Lichteinheit und Bemerkungen über die elektrischen Einheiten (für die elektrische Conferenz in Paris am 28. April 1884 gedruckt). 9 Seiten*; Beibl. 8, p. 600*. — [2]) W. und C. Siemens, Rep. Brit. Assoc. Oxford 1866*. Weitere Methoden für Capacitätsbestimmungen siehe in den Nachträgen.

von Jacobi versendeten Etalons grosse Abweichungen von diesem Resultat ergeben.

1353 Wir vergleichen ferner die empirischen Einheiten der Stromintensität mit der elektromagnetischen Einheit derselben.

So weit jene Einheiten auf Bestimmung der Ablenkung von Magnetnadeln in Galvanometern u. dergl. m. beruhen, lassen sie sich durch Vergleichung mit den Ausschlägen einer gleichzeitig in den Schliessungskreis eingeschalteten Tangentenbussole auf elektromagnetisches Maass reduciren. Hat dieselbe einen einfachen Ring von 30,2 cm Radius, ist die Horizontalcomponente des Erdmagnetismus 0,208, so bringt darin ein Strom von zehn Ampères eine Ablenkung von 45° hervor [1]).

1354 Auch die §. 1287 erwähnten chemischen Einheiten der Intensität eines Stromes lassen sich auf die elektromagnetische Einheit der Intensität reduciren, wenn man weiss, welche Quantität Wasser ein in elektromagnetischem Maasse gemessener Strom in der Zeiteinheit zersetzen kann. Man nennt die Quantität Wasser, welche durch einen Strom von der elektromagnetischen Einheit der Intensität (ein Ampère) in einer Secunde zersetzt wird, das elektrochemische (eigentlich das elektromagnetisch-chemische) Aequivalent des Wassers. — Früher bezog man dieses Aequivalent auf die Weber'sche Einheit der Intensität.

Ganz analog kann man die elektrochemischen Aequivalente anderer Stoffe, z. B. des durch den Strom abgeschiedenen Silbers, direct bestimmen und das des Wassers durch Multiplication der gefundenen Zahl mit dem Verhältniss der gewöhnlichen chemischen Aequivalente des Wassers und des betreffenden Stoffes berechnen.

1355 Das elektrochemische Aequivalent des Wassers ist von W. Weber [2]) zuerst bestimmt worden. Er leitete den Strom durch ein Voltameter, bestehend aus einem S förmig gekrümmten Rohre, in welches zwei Platindrähte als Elektroden eingeschmolzen waren, und das mit einigen Tropfen verdünnter Schwefelsäure gefüllt war. Die Gase wurden über Quecksilber aufgefangen und gemessen. Der Strom floss sodann durch eine bifilar aufgehängte Drahtrolle, deren Axe senkrecht gegen den magnetischen Meridian gestellt war. Die Rolle war aus 1130 Umwindungen von Kupferdraht gebildet, ihr Umfang betrug 164 mm, so dass der Flächeninhalt, den der Draht umkreiste, $F = 4\,638\,330$ qmm betrug. Ihr Trägheitsmoment war $k = 779\,400\,000$, ihre Schwingungsdauer etwa $t = 8{,}08''$, so dass sich ihre Directionskraft im Mittel $D = \pi^2 k / t^2 = 117\,817\,000$ ergab. Die horizontale Componente des Erdmagnetismus war $H = 1{,}7026$.

---

[1]) Kessler, Zeitschr. d. Wien. elektrotechn. Vereins, 2, p. 260, 1884*; Beibl. 8, p. 718*. — [2]) W. Weber, Resultate des magnetischen Vereins, 1840, p. 91*.

Bei fünf Versuchen war die absolute Intensität $I$ des Stromes aus der vermittelst der Spiegelablesung bestimmten Ablenkung $\varphi$ der Rolle nach der Formel $I = D tg \varphi / FH$, und die während der Zeit $t$ gleichzeitig zersetzte Wassermenge $W$:

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $W$ | 14,2346 | 14,2026 | 14,0872 | 14,0182 | 13,9625 mg |
| $t$ | 1168 | 1280 | 1137 | 1154 | 1263 Sec. |
| $I.t$ | 1522,44 | 1504,92 | 1506,46 | 1501,43 | 1484,90 |

Hiernach berechnet sich die durch einen Strom von der Weber'schen elektromagnetischen Einheit der Intensität in einer Secunde zersetzte Wassermenge gleich 0,009376 mg, wovon die grösste Abweichung im Versuche 2 nur 0,000061 beträgt.

Bunsen[1]) hat ebenfalls den Strom von vier Bunsen'schen Elementen durch ein Voltameter und den Drahtkreis einer Tangentenbussole, dessen Radius = 99,5 mm war, geleitet und aus den Ablenkungen $\alpha$ der Nadel der letzteren die absolute Grösse der Stromintensität $I$ in Weber'schen Einheiten bestimmt, wobei er die horizontale Componente des Erdmagnetismus (für Marburg) $H = 1,88$ setzte. Die im Voltameter entwickelte Knallgasmenge wurde gewogen. Dadurch ergab sich im Mittel aus vier Versuchen, bei denen die Stromintensität zwischen den Werthen 7,0204 und 96,87 geändert wurde, das elektrochemische Aequivalent des Wassers für die Weber'sche Einheit gleich 0,0092705 mg. **1356**

Das elektrochemische Aequivalent des Zinks war bei unmittelbarer Bestimmung des in der Säule selbst aufgelösten Zinks bei zwei Versuchen in derselben Einheit gleich 0,03300, woraus sich das des Wassers zu 0,009261 mg berechnet.

Casselmann[2]) hat in ganz analoger Weise die absolute Intensität des Stromes an einer Tangentenbussole bestimmt, deren Ringdurchmesser 403 mm betrug, und zugleich die durch den Strom zersetzte Wassermenge aus dem Gewichtsverlust eines Voltameters berechnet, aus welchem die Gase durch ein Glasrohr voll Bimsstein und Schwefelsäure entwichen. Hiernach war das elektrochemische Aequivalent des Wassers für die Weber'sche Einheit bei der Zersetzung von **1357**

| | |
|---|---|
| verdünnter Schwefelsäure (spec. Gew. 1,088) 6 Versuche . . | 0,009360 |
| Lösung von Phosphorsäure ( „ „ 1,056) 2 „ . . | 0,009421 |
| Lösung von schwefels. Natron (spec. Gew. 1,056) 1 Versuch . | 0,009339 |
| Mittel | 0,009371 |

Als Casselmann Kochsalzlösung unter Anwendung einer positiven Elektrode von amalgamirtem Zink zersetzte, fand er die durch die

[1]) Bunsen, siehe Reiset, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 8, p. 33, 1843*. — [2]) Casselmann, Kohlenzinkkette, p. 70, Marburg 1843*.

Weber'sche elektromagnetische Einheit des Stromes aufgelöste Zinkmenge bei zwei Versuchen 0,033445, wonach das elektrochemische Aequivalent des Wassers gleich 0,009406 ist.

Als Mittel aus allen diesen Versuchen ergiebt sich das elektrochemische Aequivalent des Wassers für die Weber'sche Einheit etwa gleich 0,009331 mg.

**1358** Mittelst der gleichen Methode fand Joule[1]) bei der Elektrolyse von schwefelsaurem Zinkoxyd, schwefelsaurem Kupferoxyd und Wasser das elektrochemische Aequivalent des Zinks, Kupfers und Wasserstoffs für die Weber'sche Intensitätseinheit resp. gleich 0,03358, 0,03252, 0,001015, woraus sich die durch einen Strom von der Weber'schen Intensität Eins zersetzte Wassermenge resp. gleich 0,009291, 0,009239, 0,009135 mg berechnet.

**1359** Neuere Versuche, bei welchen namentlich das viel sicherer festzustellende elektrochemische Aequivalent des Silbers bestimmt wurde, sind von Mascart, F. und W. Kohlrausch und Lord Rayleigh mit vervollkommneten Hülfsmitteln angestellt worden.

Mascart[2]) verband zwei Voltameter, das eine mit Platindrähten, das andere mit Platinplatten, mit einer Töpler'schen Pumpe ohne Hähne und evacuirte dieselben vollständig. Durch beide wird derselbe Strom geleitet und das in jedem entwickelte Gas nach dem Trocknen über Perlen mit concentrirter Schwefelsäure über Quecksilber aufgefangen. Die Gasmenge im Voltameter mit den Drähten ist dabei im Verhältnisse von 66 : 65,35 grösser als in den mit den Platten. Ersteres ist demnach vorzuziehen.

Die besten Resultate erhält man indess bei der Elektrolyse von salpetersaurem Silber ($^{15}/_{100}$) zwischen Silberplatten, wobei die gelöste und abgeschiedene Silbermenge wesentlich die gleichen sind. Aus Kupfervitriollösungen scheidet sich eine im Verhältnisse zum Aequivalentgewichte (Cu = 31,78, Ag = 107,93) etwas zu kleine Menge Metall ab (vgl. Bd. II, §. 587). Die Stromstärke wurde an einer elektrodynamischen Wage gemessen. Zwei flache Spiralen von 14 Lagen von je 30 Windungen, 19,5 mm Höhe, 10,8 mm Dicke und 150 mm innerem Radius liegen horizontal über einander. In ihrer Mitte hängt an einer Wage mit ihrer unteren Fläche gerade zwischen beiden Spiralen eine längere verticale Spirale von 0,5 m Länge, 54 mm äusserem Durchmesser und vier Windungslagen. Die Verbindungen mit letzterer geschehen durch dünne spiralförmige Platindrähte, welche den Stand der Wage bei ihren Schwingungen nicht wesentlich beeinflussen. Ist $L$ die Länge des $N$mal um die flachen Spiralen gewundenen Drahtes, $a$ ihr mittlerer Radius, $L'$, $H'$ und $N'$ die Länge,

[1]) Joule, Phil. Mag. [4] 2, p. 442, 1851*. — [2]) Mascart, Journ. de Phys. [2] 1, p. 109, 1882*, auch Compt. rend. 93, p. 50, 1881*; Beibl. 5, p. 693*.

Höhe und Zahl der Windungen der cylindrischen Spirale, $I$ die Stromintensität, so ist die auf ihre untere Fläche ausgeübte Kraft annähernd $P = \pi N'^2 L'^2 I^2 / L N^2 H'$. An dieser Formel sind noch Correctionen anzubringen, weil die Windungen der flachen Spiralen nicht in der Ebene jener unteren Fläche liegen, die Basis der cylindrischen Spirale nicht unendlich klein ist und die Wirkung auf ihre obere Fläche nicht vernachlässigt werden kann. Hierdurch vermehrt sich obiger Werth von $P$ auf das 1,0193 fache.

Die während 25 bis 45 Minuten abgeschiedenen Silbermengen $Q$ variirten zwischen 700 und 800 mg, wobei die elektromagnetische Wirkung an der Wage sich zwischen 1500 und 4000 mg änderte. Die Werthe $\sqrt{P}/Q$ schwankten dabei nur zwischen 132,79 und 132,94. Nach allen Correctionen ergiebt sich die durch den Strom von der Intensität 1 $cm^{1/2} g^{1/2} sec^{-1}$ in einer Secunde abgeschiedene Silbermenge, also das elektrochemische Aequivalent des Silbers im C.-G.-S.-System gleich 0,011156 g, also die zersetzte Wassermenge gleich 0,0009297 g, d. h. die von einem Ampère ($10^{-1} cm^{1/2} g^{1/2} sec^{-1}$) abgeschiedene Silbermenge gleich 1,1156 mg und die dadurch zersetzte Wassermenge gleich 0,09297 mg [1]).

**1360** F. und W. Kohlrausch [2]) haben zwei von einander unabhängige Versuchsreihen in den Jahren 1881 und 1883 ausgeführt, wobei sie alle störenden magnetischen Einflüsse entfernten und zur Strommessung zwei Tangentenbussolen mit einer kleinen, an einem sehr schwachen Coconfaden hängenden Magnetnadel verwendeten, bestehend aus einer auf die Hinterfläche eines dünnen, zugleich als Luftdämpfer dienenden Spiegels geklebten Uhrfeder. Die eine Tangentenbussole hatte einen dicken abgedrehten Kupferreifen, die andere einen auf den Rand einer grossen kreisförmigen Glasplatte gewundenen dünnen Kupferdraht. Die Messungen mit beiden Instrumenten stimmten bis auf $^1/_{10000}$.

Die Aenderungen des Erdmagnetismus wurden mittelst des Variometers bestimmt, die absolute Intensität des Erdmagnetismus nach der Gauss'schen Methode der Schwingungen und Ablenkungen, sowie mittelst des von F. Kohlrausch construirten Bifilargalvanometers und Bifilarmagnetometers [3]). Die Ablesescalen sind auf Glas getheilt und mit einem Normalmaassstabe verglichen. Die Wägungen geschahen an zwei Wagen mit Berücksichtigung des Auftriebes der Luft. Zur Zersetzung diente eine Lösung von salpetersaurem Silber. Das Endresultat ist aus vielen Einzelbeobachtungen gewonnen.

---

[1]) Nach einer Correctur der Berechnung der Wechselwirkung der Spiralen vom Jahre 1884 (J. d. Phys. [2] **3**, p. 83, 1884*; Beibl. **9**, p. 58*). Die früheren Berechnungen hatten die Silbermenge 1,124 mg, die Wassermenge 0,09373 mg ergeben. — [2]) F. und W. Kohlrausch, Sitzungsbericht der physikalisch-medicinischen Gesellschaft zu Würzburg, 1884*; Beibl. **8**, p. 530*. — [3]) Siehe Wied. Ann. **17**, p. 737, 1882*.

Als Endresultat ergiebt sich das elektrochemische Aequivalent des Silbers im C.-G.-S.-System gleich

0,011183 g.

Ein Strom von der Intensität eines Ampère scheidet also in einer Secunde 1,1183 mg Silber[1]) oder 0,3281 mg Kupfer ab oder scheidet aus 0,09328 mg Wasser 0,01036 mg Wasserstoff ab.

**1361** Bei den Versuchen von Lord Rayleigh und Mrs. Sidgwick[2]) wurden die Stromintensitäten mittelst der Wage durch die Anziehung kreisförmiger Spiralen gemessen, indem die Ströme in den festen Rollen umgekehrt wurden. Die halbe Differenz der Gewichte entspricht der Anziehung, unabhängig von den Verbindungen mit den aufgehängten Rollen. Bei früheren Versuchen wurde, um den Niederschlag compacter zu machen, der Lösung im Silbervoltameter essigsaures Silber zugesetzt, indess ist der Hauptfehler das durch die Dichtigkeit des Niederschlages gesteigerte, sehr starke Festhalten der Salze in demselben, welches bei reinem Nitrat weniger hervortritt. Es wurden etwa 2 bis 3 g Silber niedergeschlagen. Das elektrochemische Aequivalent des Silbers ergab sich gleich

0,01118 g,

Danach ist die Stromintensität, welche erforderlich ist, um in einer Secunde 1 mg Wasserstoff abzuscheiden, gleich 96,63 Ampères.

Die Hauptschwierigkeit bei diesen Bestimmungen liegt in der schon erwähnten starken Adhäsion der zersetzten Silbersalze aus dem abgeschiedenen Silber, von welchem sie durch Auswaschen nur sehr schwer zu entfernen sind.

**1362** Wird durch einen Strom von der Intensität $i$ in der Zeit $t$ die Menge Silber oder Wasserstoff $g$ in Grammen abgeschieden, also in der Zeiteinheit die Menge $g/t$, so ist die Dimension des elektrochemischen Aequivalents

$$\frac{[\mathrm{g\,sec}^{-1}]}{[i]} = \frac{[\mathrm{g\,sec}^{-1}]}{[\mathrm{cm}^{1/2}\mathrm{g}^{1/2}\mathrm{sec}^{-1}]} = [\mathrm{cm}^{-1/2}\mathrm{g}^{1/2}]$$

oder in beliebigen Längen und Maasseinheiten

$$[L^{-1/2} M^{1/2}].$$

**1363** Eine andere Kraftäusserung des Stromes ist die elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene.

---

[1]) Frühere, indess als nicht maassgebend betrachtete Vorversuche von F. Kohlrausch (Göttinger Nachrichten 1873, 1. Februar*; Pogg. Ann. **169**, p. 170, 1873*) hatten den mehrfach benutzten Werth 1,11363 ergeben. — [2]) Lord Rayleigh und Mrs. Sidgwick, Proc. Roy. Soc. **37**, p. 144, 1884*; Beibl. **8**, p. 530*.

Ist durch eine Rolle von der Windungszahl $n$, durch welche ein Strom $I$ fliesst, eine als unendlich lang zu betrachtende mit einer Flüssigkeit, z. B. Schwefelkohlenstoff, gefüllte Röhre gesteckt, so ist die Potentialdifferenz zwischen zwei auf der Axe beiderseits in der Unendlichkeit liegenden Punkten gleich $4\pi In$. Findet man die einfache Drehung gleich $D$ in Bogenmaass, so ist die sogenannte Verdet'sche Constante $w$, die in der Richtung der Axe zwischen zwei Punkten erzeugte Drehung, deren Potentialdifferenz gleich Eins ist, $w = D/4\pi In$.

Nach Gordon (Bd. III, §. 1106 [1]) ist diese Constante für Schwefelkohlenstoff für grünes Thalliumlicht (Wellenlänge $\lambda = 5{,}349 \,.\, 10^{-5}$) bei etwa 12° $w = 1{,}52381 \,.\, 10^{-5}$, wonach für die $D$-Linie und bei 0° im Winkel die Drehung $w' = 0{,}04235$ Minuten ist. Nach H. Becquerel (l. c.) ist sie $w' = 0{,}0463$ Minuten.

Lord Rayleigh [2]) hat für die Drehung im Schwefelkohlenstoff bei 18° $w' = 0{,}042002$ Minuten und neuerdings hat L. Arons [3]) für die $D$-Linie bei etwa 25° in Wasser $w' = 0{,}01295$ Minuten, in absolutem Bogenmaasse $w = 0{,}3763 \,.\, 10^{-5}$ gefunden. Rechnet man die Angaben von Gordon nach den Beobachtungen von Bichat auf die Temperatur 25° und nach H. Becquerel [4]) für Wasser um, so wird $w = 0{,}3692 \,.\, 10^{-5}$.

Die Dimensionen der Constanten $w$ sind:

$$[\text{Bogenlänge}]/[I] = [\text{cm}]/[\text{cm}^{1/2}\,\text{g}^{1/2}\,\text{sec}^{-1}] = [\text{cm}^{1/2}\,\text{g}^{-1/2}\,\text{sec}].$$

Auch mittelst dieser Constanten kann man die Intensität der Ströme auf absolutes Maass reduciren.

1364 Wir haben ferner die empirischen Einheiten der elektromotorischen Kraft mit dem Volt zu vergleichen.

Setzen wir nach Raoult und von Waltenhofen [5]) die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette in chemischem Maasse gleich 0,012, indem wir als Intensitätseinheit die eines Stromes annehmen, welcher in 1 Secunde 1 mg Wasserstoff abscheidet, und als Widerstandseinheit die Quecksilbereinheit, und ist nach dem Vorhergehenden die zur Abscheidung von 1 mg Wasserstoff in der Secunde erforderliche Stromintensität gleich 96,6 Ampère (§. 1361), das Ohm gleich 1,06 Quecksilbereinheiten, so ist die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette gleich

$$D_m = 0{,}012 \,.\, 96{,}6/1{,}06 = 1{,}093 \text{ Volts.}$$

1365 Denselben Werth hat Bosscha [6]) bestimmt, indem er den Strom eines Daniell'schen Elementes durch eine Tangentenbussole, deren Re-

[1]) Gordon, Verbesserung der Zahl. Proc. Roy. Soc. 36, p. 4, 1884*; Beibl. 8, p. 599*. — [2]) Lord Rayleigh, Proc. Roy. Soc. 37, p. 146, 1884*; Beibl. 9, p. 58*. — [3]) L. Arons, Wied. Ann. 24, p. 161, 1885*. — [4]) H. Becquerel, Compt. rend. 98, p. 1253, 1884*; Beibl. 8, p. 728*. — [5]) Raoult u. v. Waltenhofen, l. l. c. c., §. 1289, 1290, mit Abänderung der Zahlen nach den neueren Bestimmungen. — [6]) Bosscha, Pogg. Ann. 101, p. 523, 1857*.

ductionsfactor für chemisches Intensitätsmaass durch Vergleichung der Ablenkungen mit der gleichzeitig in einem Kupfervoltameter abgeschiedenen Kupfermenge bestimmt war, mit und ohne Einschaltung eines in elektromagnetischem Maasse bekannten Widerstandsetalons leitete. Als Mittel mehrerer Versuche ergab sich nach den erforderlichen Correcturen

$$D_m = 1{,}0258 \text{ Volts.}$$

Wegen der Unsicherheit der Richtigkeit des Widerstandsetalons ist diese Zahl weniger zuverlässig.

**1366** Durch Vergleichung mit dem Element von Latimer Clark, dessen elektromotorische Kraft nach Lord Rayleigh und Mrs. Sidgwick (siehe den folgenden Paragraphen) zu 1,434 bei 15° gesetzt ist, ergiebt sich aus den Versuchen von Kittler[1]), die mittelst des Elektrometers gemessene elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette[2]) wie folgt:

1) Normalelement, reines amalgamirtes Zink in verdünnter Schwefelsäure, specif. Gew. 1,075 bei 18°; chemisch reines Kupfer in concentrirter Kupfervitriollösung, specif. Gew. 1,197; Flüssigkeiten durch Heber verbunden

$$E = 1{,}177 \text{ Volts.}$$

Sind die Flüssigkeiten durch einen Thoncylinder getrennt, so ist die elektromotorische Kraft höchstens 1,122, meist zwischen 1,081 und 1,113.

2) Element mit denselben Metallen in concentrirter Zinkvitriollösung, specif. Gew. 1,463, und concentrirter Kupfervitriollösung, specif. Gew. 1,197

$$E = 1{,}042 \text{ Volts.}$$

**1367** Durch Compensation vermittelst einer Potentialdifferenz, welche durch einen Strom von bekannter Intensität an zwei Stellen eines Kreises von bekanntem Widerstande erzeugt wird (Methode von Poggendorff und E. du Bois-Reymond), finden Lord Rayleigh und Mrs. Sidgwick[3]) die elektromotorische Kraft der Kette von Latimer Clark bei 15° gleich

1,434 Volts,

von welchem Werthe die Bestimmungen bei einer Reihe von Elementen nicht viel über $^1/_{1000}$ abweichen.

---

[1]) Kittler, Wied. Ann. **17**, p. 890, 1882*. — [2]) Umgerechnet nach obigem Werthe, während die Zahlen von Kittler für die beiden erwähnten Elemente (1,195 und 1,059 Volts) auf den älteren Werth der elektromotorischen Kraft des Elementes von L. Clark 1,457 bei 15,5° bezogen sind. Die elektromotorische Kraft des als Normalelement bezeichneten Elementes ist sehr constant. Erst nach 24 Stunden erscheint eine Abnahme von 0,5 bis 0,8 Proc. Temperaturänderungen von 17,5 bis 24° ändern die elektromotorische Kraft nicht merklich, während die des Latimer Clark-Elementes davon stark beeinflusst wird. In Betreff der Wirkung anderer Flüssigkeiten im Daniell'schen Element siehe in den Nachträgen. — [3]) Lord Rayleigh und Mrs. Sidgwick, Proc. Roy. Soc. 17. März 1884*; Beibl. **8**, p. 530*.

Nach acht Vergleichungen mittelst eines mit einem Silbervoltameter verglichenen Galvanometers findet von Ettingshausen[1]) denselben Werth gleich 1,433 Volts bei 13,5°.

Früher wurde diese elektromotorische Kraft gleich 1,457 Volts angenommen.

Sie nimmt nach Clark für jeden Centigrad Temperaturerhöhung um 0,06, nach von Helmholtz[2]) und Kittler um 0,08 Proc. ab.

Die Bestimmungen von Fr. Weber vergl. §. 1336.

**1368** Ein für elektrostatische Messungen geeignetes sehr constantes Element von von Helmholtz[3]) besteht aus Quecksilber, worauf fein gepulverter Calomel gebracht ist, in einer etwas basischen Lösung von Chlorzink (63,736 g $ZnCl_2$, 0,881 g ZnO, 35,383 g Wasser), in welche ein Zinkstab hineinragt. Die elektromotorische Kraft ist 1,047 Volts.

**1369** In einer nicht gerade rationellen Combination des absoluten elektromagnetischen Maasses der Intensität (Weber's elektromagnetischer Einheit) und der Siemens'schen Widerstandseinheit hat man früher als Siemens-Weber'sche Einheit der elektromotorischen Kraft (S. W. oder Q. W.) diejenige Kraft definirt, welche in einem Schliessungskreise von dem Widerstande einer Quecksilbereinheit einen Strom von der Intensität einer Weber'schen Einheit erzeugt. In diesem Maasse ist nach den Bestimmungen von F. Kohlrausch[4]) die elektromotorische Kraft des Daniell'schen Elementes gleich 11,71, nach von Waltenhofen[5]) gleich 11,43, im Mittel also 11,57; die elektromotorische Kraft des Bunsen (Grove)'schen Elementes gleich 19,98, also fast genau 20[6]).

Auch Riecke[7]) findet die elektromotorische Kraft des Grove'schen Elementes nach Bestimmung der Stromintensität in elektromagnetischen Weber'schen Einheiten an einem elliptischen Tangentenmultiplicator und nach der Ohm'schen Methode bei vier Grove'schen Elementen (specif. Gew. der Schwefelsäure bei 10° gleich 1,084, der Salpetersäure gleich 1,392) im Mittel gleich 19,80, also nahe 20 Siemens-Weber bei Stromstärken zwischen 2,56 und 0,86 Weber'schen Einheiten.

Da ein Ohm gleich 1,06 Siemens'sche Einheiten, eine Weber'sche Intensitätseinheit gleich $^1/_{10}$ Ampère ist, so wäre hiernach die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette in dem jetzt angenommenen Maasse gleich 1,091 Volts, die der Grove'schen gleich 1,887 Volts.

---

[1]) von Ettingshausen, Wien. Zeitschr. f. Elektrotechnik 1884, p. 1*; Beibl. **8**, p. 862*. — [2]) von Helmholtz, Sitzungsber. der Berl. Akad. 1882, p. 26*. — [3]) von Helmholtz, Sitzungsber. d. Berl. Akad. 1882, p. 826, 834*. Der Werth (1,043) ist auf die neueren Bestimmungen umgerechnet. — [4]) F. Kohlrausch, Pogg. Ann. **141**, p. 458, 1870*. — [5]) von Waltenhofen, Pogg. Ann. **133**, p. 477, 1868*. — [6]) F. Kohlrausch, Pogg. Ann. **141**, p. 458, 1870*. — [7]) Riecke, Wied. Ann. **3**, p. 51, 1878*.



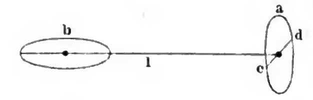
1370 Ausser den erwähnten Einheiten der Constanten des Stromes kann man ein vollkommen in sich abgeschlossenes System von dergleichen Einheiten auch von den elektrodynamischen Wirkungen des Stromes ableiten [1]).

Nach Bd. III, §. 28 besitzt ein Strom die elektrodynamische Einheit der Intensität, wenn er durch ein Element fliesst, dessen Länge der Längeneinheit gleich ist, und dabei auf ein gleiches, vom gleichen Strome in gleicher Richtung durchflossenes, dem ersteren paralleles und auf der Verbindungslinie beider Elemente senkrechtes, in der Entfernung Eins von ersterem Element befindliches Element eine Anziehungskraft ausübt, welche der Krafteinheit gleich ist.

Befinden sich im Abstande $l$ von einander zwei kleine Magnete von den Momenten $M$ und $m$ und steht die Axe von $m$ auf der von $M$ senkrecht und halbirt dieselbe bei ihrer Verlängerung, so ist nach Bd. III, §. 228 das von $M$ auf $m$ ausgeübte Drehungsmoment $Mm/l^3$. Aus Bd. III, §. 145 folgt, dass, wenn die Magnete durch kleine, in sich geschlossene Ströme von den Flächenräumen $\lambda$ und $\lambda_1$ und den (in elektrodynamischem Maasse gemessenen) Intensitäten $i$ und $i_1$ ersetzt werden, das nun von dem ersten auf den zweiten ausgeübte Drehungsmoment $i\,i_1\,\lambda\,\lambda_1/2\,l^3$ ist. Ist $i = i_1 = 1$ und $\lambda = \lambda_1 = 1$, so ist letzteres Drehungsmoment gleich $1/2\,l^3$. Wir können also auch als elektrodynamische Einheit der Stromintensität die Intensität eines geschlossenen Stromes definiren, welcher um die Flächeneinheit fliessend, auf einen zweiten gleichen und auf ihm senkrechten, in einem grossen Abstande $l$ von ihm entfernten Strom, dessen Ebene seine Ebene halbirt, das Drehungsmoment $1/2\,l^3$ ausübt.

1371 Die elektrodynamische Einheit der elektromotorischen Kraft begründet sich nach Weber (l. c.) also: Ein die Flächeneinheit umschliessender Leiter $a$, Fig. 317, befindet sich in grossem Abstande $l$ von einem zweiten, die Flächeneinheit umschliessenden Leiter $b$, dessen Ebene auf der des Leiters $a$ senkrecht steht und sie halbirt. Durch den Leiter $b$ fliesst ein Strom, dessen Intensität sich zu der elektrodynamischen Einheit der Stromintensität wie $2\,l^3 : 1$ verhält. Wird der Leiter $a$ um seine Durchschnittslinie $cd$ mit der Ebene von $b$ mit der Drehungsgeschwindigkeit Eins gedreht, so ist die in ihm erzeugte elektromotorische Kraft nach elektrodynamischem Maasse gleich Eins.

Fig. 317.




Nehmen wir vorläufig an, die Leiter $a$ und $b$ haben den Flächenraum $\lambda_a$ und $\lambda_b$, die Ströme in ihnen haben die Intensität $i_a$ und $i_b$, so können wir dieselben in ihrer elektrodynamischen Wechselwirkung auf

[1]) W. Weber, Elektrodyn. Maassbestimmungen, Thl. II, p. 259 u. f.

einander durch zwei kleine, auf ihren Ebenen senkrechte Magnete ersetzen, deren Momente $M_a = i_a \lambda_a \sqrt{\frac{1}{2}}$ und $M_b = i_b \lambda_b \sqrt{\frac{1}{2}}$ sind (Bd. III, §. 145). Dann ist das vom Strome *b* auf Strom *a* ausgeübte Drehungsmoment (vgl. Bd. III, §. 228) gleich $M_a M_b / l^3 = i_a i_b \lambda_a \lambda_b / 2 l^3$. Setzen wir $i_b = 1$, $\lambda_a = \lambda_b = 1$, fliesst durch Leiter *a* kein Strom und dreht sich derselbe in der Zeiteinheit um einen kleinen Winkel $\varphi$ um seine Halbirungslinie *cd*, so ist die dadurch in ihm erzeugte elektromotorische Kraft je nach der Drehungsrichtung $E = \pm \varepsilon i_a \varphi / 2 l^3$, wo $\varepsilon$ die Inductionsconstante ist. Ist die Drehungsgeschwindigkeit des Leiters $\varphi = 1$, $i_a = 2 l^3$, so ist

$$E = \varepsilon.$$

Die eben gegebene Definition der elektromotorischen Kraft schliesst also die Bedingung in sich, dass die Inductionsconstante gleich Eins sei.

**1372** Als elektrodynamische Einheit des Widerstandes bezeichnen wir den Widerstand eines Schliessungskreises, in welchem die eben definirte Einheit der elektromotorischen Kraft einen Strom von der elektrodynamischen Einheit der Intensität erzeugt.

**1373** Diese elektrodynamischen Einheiten sind mit den elektromagnetischen zu vergleichen.

Umfliesst ein Strom, dessen Intensität in elektrodynamischem Maasse gleich Eins ist, einen Flächenraum $\lambda = 1$, und wirkt er auf einen eben solchen Strom, so können wir nach Bd. III, §. 145 Magnete vom Moment $m = \sqrt{\frac{1}{2}}$ an Stelle der Ströme setzen. Wäre aber die Intensität der Ströme in elektromagnetischem Maasse gleich Eins, so würden ihnen Magnete vom Moment Eins entsprechen. Haben wir also die Intensität eines Stromes in elektrodynamischem Maasse gleich $I_d$ gefunden, und ist dieselbe in elektromagnetischem Maasse gleich $I_m$, so ist

$$I_d = I_m \sqrt{2}.$$

Um also die nach elektromagnetischem Maasse gemessene Intensität auf elektrodynamisches Maass zu reduciren, müssen wir die erstere mit $\sqrt{2}$ multipliciren. Die elektrodynamische Einheit $i_d$ der Intensität verhält sich zur elektromagnetischen Einheit $i_m$ derselben wie $i_d : i_m = 1 : \sqrt{2}$.

Dasselbe Resultat ergiebt sich aus der Vergleichung der Wirkung eines kleinen Magnetes auf einen Magnetpol und eines kleinen geschlossenen Stromes auf ein einseitig unendlich verlängertes Solenoid.

**1374** Befindet sich an Stelle des Leiters *b*, Fig. 317, ein Magnet vom Moment $M = em$, so ist die von jedem Pol desselben an dem Orte des Leiters *a* ausgeübte elektromagnetische Kraft $m / l^3$. Dreht sich der Magnet um den kleinen Winkel $\varphi$ in der Zeiteinheit, so hat jeder seiner

Pole die Geschwindigkeit $\frac{1}{2}e\varphi$, und in dem Leiter $a$, dessen Fläche de Einheit gleich sei, wird eine elektromotorische Kraft inducirt, welche in elektromagnetischem Maasse $E_m = 2.me\varphi/2l^3 = M\varphi/l^3$ ist.

Dieselbe Kraft wird inducirt, wenn der Magnet ruht und der Leiter $a$ mit derselben Drehungsgeschwindigkeit in entgegengesetzter Richtung um die Linie $cd$ gedreht wird.

Wird der Magnet $M$ durch einen Strom vom Flächenraum Eins ersetzt so muss derselbe nach elektrodynamischem Maasse die Intensität $I = M\sqrt{2}$ besitzen. Die durch diesen bei der Drehung des Leiters $a$ um den Winkel $\varphi$ inducirte elektromotorische Kraft ist in elektrodynamischem Maasse $E_d = M\sqrt{2}\,\varphi/2l^3 = M\varphi/l^3\sqrt{2}$. Es verhält sich also $E_d : E_m = 1 : \sqrt{2}$ also $E_d = E_m/\sqrt{2}$, und die elektrodynamische Einheit verhält sich zu der elektromagnetischen Einheit der elektromotorischen Kraft wie $\sqrt{2} : 1$.

1375 Bezeichnen wir, ebenso wie die Intensitäten $I$ und die elektromotorischen Kräfte $E$, so auch die nach elektrodynamischem und elektromagnetischem Maasse gemessenen Widerstände $W$ mit den Indices $d$ und $m$, so haben wir die Gleichungen:

$$W_m = \frac{E_m}{I_m}.$$

Ist $E_m = I_m = 1$, so ist auch $W_m = 1$.

Setzen wir für $E_m$ und $I_m$ ihre Werthe in elektrodynamischen Einheiten, so ist $E_m = \sqrt{2}\,E_d$, $I_m = I_d/\sqrt{2}$, also:

$$W_m = 2\,\frac{E_d}{I_d}.$$

Nach der Definition der elektrodynamischen Maasse ist aber $W_d$ für $E_d = I_d = 1$ gleichfalls gleich Eins. Es ist also

$$W_d = \frac{1}{2}\,W_m.$$

Die elektrodynamische Einheit des Widerstandes ist also doppelt so gross, als die elektromagnetische Einheit desselben.

1376 Wir haben schon §. 1300 angeführt, dass Kirchhoff von den elektrodynamischen Maassen bei der Induction ausgehend, die Inductionsconstante $\varepsilon$ gleich Eins gesetzt und dadurch die Einheit des Widerstandes bestimmt hatte. Dieselbe ist, so weit die experimentelle Vergleichung der Versuche von Weber (§. 1302) und Kirchhoff (§. 1298) überhaupt möglich ist, in der That ziemlich doppelt so gross, als die Weber'sche elektromagnetische Widerstandseinheit.

Wenn ein Strom von der Weber'schen elektromagnetischen Intensität Eins in einer Secunde 0,009317 mg Wasser zersetzt, so zersetzt ein

Strom von der elektrodynamischen Intensität Eins im mm-mg-sec-System nur $0{,}009317 \,.\, 2^{-1/2} = 0{,}006588$ mg Wasser. Nach den Versuchen von Cazin (Bd. III, §. 68) ergiebt sich experimentell hierfür der Werth 0,00663, was mit obigem Resultat gut übereinstimmt.

1377 Wir haben endlich das am Anfange dieses Capitels erwähnte mechanische Maasssystem näher zu betrachten und seine Grundmaasse mit den übrigen zu vergleichen.

Die Bestimmung der elektromotorischen Kraft in mechanischem Maasse bietet relativ keine allzu grossen Schwierigkeiten dar.

Verbindet man die Pole einer Kette mit den Platten eines absoluten Elektrometers (Bd. I, §. 197), so kann man direct die Potentialdifferenz derselben messen, nur müssen die Verbindungen so hergestellt sein, dass die Elektricität in dem Elektrometer sich sehr annähernd in gleicher Weise vertheilt, wie wenn die Platten für sich frei geladen hätten.

In dieser Weise findet W. Thomson[1]) die elektromotorische Kraft des Daniell'schen Elementes gleich $3740 \,.\, 10^{-6}$ mechanischen Einheiten (im C.-G.-S.-System).

1378 Weniger vortheilhaft verbindet man die Pole der Kette mit der festen und der beweglichen Kugel einer Drehwage und bestimmt deren Anziehung, oder nur den einen Pol der andererseits abgeleiteten Kette mit beiden Kugeln und misst die Abstossung. Die Schwierigkeit der Berechnung der Vertheilung der Elektricitäten auf den Kugeln, welche noch durch Rückwirkung der Wände der Drehwage geändert wird, und danach der Potentialdifferenz der Kugeln bereiten der Anwendung dieser Methode grosse Schwierigkeiten.

Die damit von Baille[2]) ausgeführten Versuche geben in mechanischen Einheiten die elektromotorischen Kräfte der Ketten:

| | |
|---|---|
| Volta'sches Element . . . . . . | $3281 \,.\, 10^{-6}$ |
| Zink-Kupfervitriol-Kupfer . . . . | $2880 \,.\, 10^{-6}$ (Maximum) |
| Daniell'sches Element . . . . . | $3564 \,.\, 10^{-6}$ (Mittel) |
| Leclanché-Element . . . . . . | $4438 \,.\, 10^{-6}$ (Maximum) |
| Zink-Kochsalz-Platinchlorid-Platin | $4830 \,.\, 10^{-6}$ (Maximum) |
| Bunsen'sches Element . . . . . | $6039 \,.\, 10^{-6}$ (Mittel). |

1379 Eine directe Bestimmung der Intensität und des Widerstandes in mechanischen Einheiten ist nicht wohl durchzuführen. Wir müssen deshalb vorher die Beziehungen der letzteren zu den übrigen Einheiten näher ins Auge fassen.

---

[1]) W. Thomson, Reprint of Papers, p. 244 (April 1870)*. — [2]) Baille, Ann. de Phys. et de Chim. [5] 23, p. 269, 1881*.

Bezeichnen wir die Intensität eines Stromes in elektromagnetischem Maasse mit $I_m$, in mechanischem Maasse mit $I_e$, das Verhältniss der letzteren zur ersteren mit $v$, so ist

$$I_e = v\, I_m.$$

Da ferner ein Strom von der Intensität eines Ampère in einer Secunde 0,09317 mg Wasser zersetzen kann, so muss der zur Zersetzung von 1 mg Wasser in der Secunde erforderliche Strom in mechanischem Maasse im C.-G.-S.-System die Intensität $v/0{,}09317$, der zur Abscheidung von 1 mg Wasserstoff in der Secunde erforderliche die Intensität 96,63 $v$ Ampères haben.

**1380** Die Dimensionen von $v$ ergeben sich hierbei folgendermaassen.

Wirken zwei in elektrostatischem Maasse gemessene Elektricitätsmengen $e$ und $e_1$ auf einander in der Entfernung $l$, so ist die $e$ bewegende Kraft $K = e e_1 / l^2$.

Die Dimension der Kraft $K$ ist $[L\, M\, T^{-2}]$, also die von $e$ in elektrostatischem Maasse gleich $[L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}]$. Da aber nach §. 1296 die Dimension der Quantität Elektricität im elektromagnetischen Maasse gleich $[L^{1/2} M^{1/2}]$ ist, so müssen die in elektromagnetischem Maasse gemessenen Elektricitätsmengen, um sie in elektrostatisches Maass überzuführen, mit einer Grösse von der Dimension $[L\, T^{-1}]$ multiplicirt werden. Eine gleiche Ueberführung findet auch bei der Umrechnung der in elektromagnetischem Maasse gemessenen Intensität in elektrostatisches Maass statt. Demnach ist die Dimension von $v$ gleich $[L\, T^{-1}]$, d. h. die einer Geschwindigkeit.

Da die Dimension der Stromintensität in elektromagnetischem Maasse gleich $[L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}]$ ist, so ist sie in mechanischem Maasse gleich $[L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}]$.

**1381** Das Verhältniss der in elektrostatischem und in mechanischem Maasse gemessenen elektromotorischen Kräfte ergiebt sich folgendermaassen:

Die Arbeit, welche eine elektromotorische Kraft $E$ in einem Schliessungskreise leistet, in welchem die Stromintensität $I$ ist, ist gleich $E . I$. Werden obige in elektromagnetischem und mechanischem Maasse gemessenen Constanten durch die Indices $m$ und $e$ bezeichnet, so muss, da in beiden Fällen die Arbeit die gleiche ist,

$$E_e\, I_e = E_m\, I_m$$

sein, d. h. da $I_e = v\, I_m$ ist,

$$E_e = \frac{1}{v}\, E_m.$$

Da die Dimension der elektromotorischen Kräfte $E_m$ gleich $[L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}]$ ist, so ist die Dimension derselben in mechanischem Maasse gleich $[L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}]$.

Da endlich der Widerstand $W_e$ in mechanischem Maasse durch die Formel $W_e = E_e / I_e$, in elektromagnetischem durch die Formel $W_m = E_m / I_m$ gegeben ist, so folgt

$$W_e = \frac{1}{v^2} W_m,$$

also die Dimension $[L^{-1} T]$.

Aus der Beziehung der elektrodynamischen und elektromagnetischen Maasse folgt unmittelbar, dass

$$I_e = \frac{v}{\sqrt{2}} I_d; \quad E_e = \frac{\sqrt{2}}{v} E_d; \quad W_e = \frac{2}{v^2} W_d$$

ist [1]).

Die ersten Versuche, den Werth der Constanten $v$ zu bestimmen, sind von W. Weber und R. Kohlrausch [2]) angestellt worden. 1382

Eine Leydener Flasche wurde zu einer bestimmten Zeit mit Elektricität geladen. Sie wurde sodann mit einem Sinuselektrometer verbunden. Nach einiger Zeit wurde ihre innere Belegung mit einer an einem Seidenfaden hängenden Messingkugel von 159,46 mm Radius berührt, und wiederum die Verbindung mit dem Sinuselektrometer hergestellt. Fortgesetzte Beobachtungen des Standes der Nadel des letzte-

---

[1]) Auf eine andere Art hat W. Weber das Verhältniss der mechanischen, elektrodynamischen und elektromagnetischen Einheit der elektromotorischen Kraft festgestellt. Man kann die mechanische Einheit der elektromotorischen Kräfte auch als diejenige Kraft definiren, durch welche zwei vereinte Masseneinheiten positiver und negativer Elektricität mit der Geschwindigkeit Eins aus einander getrieben werden. Nach der von W. Weber aufgestellten Theorie der Induction (s. das letzte Capitel des Buches), welche für geschlossene Ströme zu denselben Resultaten führt, wie die übrigen Theorien, ist die elektromotorische Kraft, welche in einem Leiterelement $ds$ inducirt wird, wenn die Richtung desselben auf einem in seiner Verlängerung im Abstande $r$ liegenden, vom Strome $i$ durchflossenen Element $ds_1$ senkrecht steht und dasselbe parallel der Richtung von $ds_1$ und entgegengesetzt der Richtung des Stromes $i$ mit der Geschwindigkeit Eins fortbewegt wird, in mechanischem Maasse

$$E_e = \frac{\sqrt{2}}{v} \frac{ds\, ds_1}{r^2} i.$$

Ist also $ds = ds_1$, $r = 1$ und verhält sich die Intensität des inducirenden Stromes zu der Einheit der Intensität, wie die Längeneinheit zu $ds$, so ist

$$E_e = \frac{\sqrt{2}}{v}.$$

In elektrodynamischem Maasse gemessen wäre diese Kraft $E_d = 1$, also

$$E_e = \frac{\sqrt{2}}{v} E_d.$$

[2]) W. Weber u. R. Kohlrausch, Elektrodynamische Maassbestimmungen. Zurückführung der Stromintensitätsmessungen auf mechanisches Maass. Abhandlungen der Königl. Sächs. Gesellschaft der Wissenschaften. Leipzig 1856*. Wir müssen uns darauf beschränken, den Gang der Untersuchung anzudeuten.

ren vor und nach der Berührung ergaben die Abnahme der Ladung der Flasche mit der Zeit durch Bildung von Rückstand und Abgabe von Elektricität an die Luft. Man konnte so die Ladung derselben unmittelbar vor und nach der Berührung mit der Kugel bestimmen. Danach verhielten sich die Elektricitätsmengen $E_1$ und $E$, welche in der Flasche blieben und in die Kugel übergingen, wie 1:0,03276. Die mit der Elektricität $E$ geladene Kugel wurde mit der Standkugel einer Coulomb'schen Drehwage, welche 11,537 mm Halbmesser hatte, berührt. Nach den Formeln von Plana[1]) theilt sich hierbei die Elektricität zwischen der grossen und kleineren Kugel im Verhältniss von $E:e = 1:0,0079377$. Die Standkugel wurde in die Drehwage eingeführt, mit der ihr fast gleichen, beweglichen Kugel derselben berührt, welche vor der Elektrisirung in einem Winkelabstande von 90° von ihr entfernt war, und durch Torsion des die letztere tragenden Fadens dieselbe Einstellung wieder herbeigeführt. Der Abstand beider Kugeln von der Drehungsaxe betrug 93,53 mm und 61,7 mm, ihr Abstand von einander 112,05 mm. Bezeichnet man die in die Standkugel eingeführte Elektricitätsmenge mit $e$, so ist also die Abstossung beider Kugeln $A = e^2/(4 \cdot 112{,}05^2)$. Da indess die Elektricitäten nicht im Mittelpunkte derselben concentrirt gedacht werden können, so ist nach den Formeln von Poisson[2]) eine Correction anzubringen, durch welche nach der strengeren Bestimmung von Voigt[3]) der Nenner auf $4 \cdot 112{,}298^2$ gebracht wird. Fällt man von der Drehungsaxe auf die Verbindungslinie beider Kugeln ein Loth, dessen Länge sich zu $l = 51{,}5$ mm berechnet, so ist das durch die Abstossungskraft auf die bewegliche Kugel ausgeübte Drehungsmoment gleich $Al = e^2/979{,}5$.

Die Einheit des Drehungsmomentes würde also ausgeübt werden, wenn in beide Kugeln je die Elektricitätsmenge $e_0 = \sqrt{979{,}5} = 31{,}30$ eingeführt worden wäre, wo wir die Elektricitätsmengen in der oben angegebenen Einheit messen.

Nun wurde vermittelst eines an dem Arm der Drehwage befestigten Spiegels durch Scala und Fernrohr der Torsionswinkel $\vartheta$ des die bewegliche Kugel der Wage tragenden Fadens zu verschiedenen Zeiten abgelesen und aus seiner Abnahme berechnet, welcher Winkel sich ergeben hätte, wenn die Standkugel unmittelbar nach der Berührung der grossen Kugel vor dem Elektricitätsverlust in die Drehwage hätte eingeführt werden können. Sodann wurden an den Faden Körper von berechenbarem Trägheitsmoment $k$ gehängt, z. B. eine flache kreisrunde Messingscheibe, ein horizontaler Messingcylinder, und deren Schwingungsdauer $t$ bestimmt. Die Directionskraft des Fadens ergiebt sich hieraus zu $D = \pi^2 k/t^2$. War $\vartheta$ in Theilen des Halbmessers bestimmt, so war das von der Dreh-

[1]) Plana, Mémoires sur la distribution de l'électricité à la surface de deux sphères. Turin 1845. — [2]) Poisson, Mémoires de l'Institut. Année 1811*. — [3]) W. Voigt, Wied. Ann. 2, p. 476, 1877*.

wage ausgeübte Drehungsmoment $D\vartheta = 1$, wenn $\vartheta = 0{,}0019757$ Bogenminuten betrug. Hiernach liess sich wiederum das Drehungsmoment $Al$ unmittelbar aus dem Drehungswinkel $\vartheta$ des Fadens, und so auch der Werth $e$, $E$ und $E_1$ bestimmen.

Die Leydener Flasche wurde nach 3 Secunden durch einen Multiplicator entladen, während zugleich in den Schliessungskreis eine Wassersäule zur Verzögerung der Entladung eingeschaltet war. Die Elektricität in der Flasche war inzwischen auf $E_2$ gesunken, welcher Werth sich aus $E_1$ berechnen lässt [1]). Der Multiplicator bestand aus einem kreisförmigen Ringe von Messing, in welchen in einer Rinne von rechteckigem Querschnitte 5635 Drahtwindungen eingewunden waren. Der Draht war sehr gut übersponnen und mit Collodium lackirt. In dem Multiplicator hing ein Magnetstab, dessen Ablenkungen durch den Entladungsstrom der Leydener Batterie mittelst Spiegel, Scala und Fernrohr bestimmt wurden, in einer 20 Pfund schweren dämpfenden Kupferhülle.

Aus dem ersten Ausschlage kann man die Winkelgeschwindigkeit $c$ berechnen, welche die Nadel hierbei erhält. Dieselbe ist durchaus unabhängig von der Zeit, in welcher die Elektricitätsmenge der Flasche durch den Multiplicator hindurchgeht, sondern nur von der Elektricitätsmenge selbst abhängig, vorausgesetzt dass die Zeit des Durchganges gegen die Oscillationsdauer der Nadel klein ist.

Aus den Dimensionen des Multiplicators u. s. f. lässt sich das Drehungsmoment $\Delta$ berechnen, welches ein Strom von der elektromagnetischen Intensität Eins auf die Nadel in demselben ausübt. Ist die Zeitdauer dieses Stromes $\tau$, das Trägheitsmoment der Nadel $k$, so erhält sie durch den Strom die Winkelgeschwindigkeit $c = \Delta\tau / k$, wo $k$ wiederum eliminirt werden könnte (vgl. Bd. III, §. 329). Hat der Strom der Leydener Flasche ebenfalls der Nadel die Winkelgeschwindigkeit $c$ gegeben, so ist die durch denselben entladene Elektricitätsmenge $E_2$ ebenso gross, wie die durch einen Strom von der elektromagnetischen Intensität Eins während der Zeit $\tau = kc/\Delta$ durch den Multiplicator geführte Elektricitätsmenge. $E_2$, ebenso wie $k$, $c$, $D$, sind bei verschiedenen Versuchen beobachtet, man kann demnach $\tau$ berechnen. Will man also die Menge der positiven Elektricität finden, welche während der Zeiteinheit jeden Querschnitt der Leiter durchfliesst, wenn der dadurch erzeugte Strom die absolute elektromagnetische Intensität Eins haben soll, so muss man $E_2$ durch $\tau$ dividiren. Als Mittel von fünf Versuchen erhält man so diese Menge in der am Anfange des Paragraphen angegebenen, mechanischen Einheit der Elektricitätsmengen

$$v = 311\,140 \,.\, 10^6 \,\mathrm{mm}/\mathrm{sec}\ ^{2)}.$$

Bei der sehr grossen Schwierigkeit in der Ausführung dieser Ver-

[1]) Vergl. R. Kohlrausch, Pogg. Ann. **91**, p. 56, 1854*. — [2]) Nach einer Berichtigung statt der früheren Zahl 310740 siehe W. Voigt, Wied. Ann. **2**, p. 476, 1877*.

suche, bei denen Uebergänge des Entladungsstromes der Leydener Flasche zwischen den Windungen des Multiplicators u. s. f. nur sehr schwer zu vermeiden sind, dürfte obiger Zahl eine allzu grosse Genauigkeit nicht beigemessen werden. Weber und Kohlrausch lassen daher auch einen Fehler von 2 Proc. zu [1]).

1383 Eine Bestimmung von *v* durch Vergleichung der elektromagnetischen Einheit der elektromotorischen Kraft mit der elektrostatischen (mechanischen) Einheit derselben ist z. B. in der Weise vorzunehmen, dass man zwei Kugeln von bekanntem Radius, etwa die feste und bewegliche Kugel einer Drehwage mit dem einen Pol einer starken vielpaarigen Säule verbindet, deren elektromotorische Kraft in elektromagnetischem Maasse bestimmt ist, und den anderen Pol der Säule ableitet. Man kann dann aus der Abstossung der beiden Kugeln die auf ihrer Oberfläche angehäuften Elektricitätsmengen in mechanischem Maasse, also das Potential derselben auf das Innere der Kugeln, d. h. die elektromotorische Kraft der Säule berechnen und somit das Verhältniss der elektromotorischen Kraft in mechanischem und elektromagnetischem Maasse bestimmen [2]).

Aehnliche Versuche sind von Branly [3]) angestellt worden. Da indess die Zahlenangaben nicht ganz fehlerfrei zu sein scheinen, so lässt sich aus denselben der Werth *v* nicht mit Sicherheit berechnen.

1384 Andere Bestimmungen des Werthes *v* sind die folgenden:

Maxwell [4]) lud vermittelst einer grossen Batterie von 2600 mit Quecksilberchloridlösung geladenen Elementen einen Condensator. Derselbe bestand aus einer feststehenden, verticalen, kreisförmigen Platte von 15 cm Durchmesser, welche durch eine Mikrometerschraube vor- und zurückgestellt werden konnte. Die Platte war von einem dicken Metallringe von 17,5 cm Durchmesser umgeben, in den vorn eine Oeffnung von 10,8 cm Durchmesser angebracht war, worin an dem einen Ende eines horizontalen Hebels die zweite Condensatorplatte von 10,4 cm Durchmesser conaxial mit der ersten und dem Ringe hing. Der Hebel wurde vermittelst eines weichen Kupferdrahtes (bei dem also die elastische Nachwirkung nicht ausgeschlossen ist, vergl. Bd. I, §. 41 Anm.) an dem Kopf einer Torsionswage befestigt. An der nichtelektrischen Seite dieser Platte war eine Glasscala angebracht, an der man vermittelst eines Mikroskops die Stellung derselben ablas. Wurden zuerst beide Platten des Condensators

---

[1]) Ueber Einwände von Maxwell (Treat. on Electr. 1. ed. **2**, p. 371*) und M'Kichan (Phil. Trans. **163** [1], p. 409*) gegen die Genauigkeit dieser Versuche, welche danach von der, indess durch R. Kohlrausch vorher sorgfältigst untersuchten Rückstandsbildung in der Leydener Flasche beeinflusst sein sollten, siehe auch F. Kohlrausch, Pogg. Ann. **157**, p. 641, 1876*. — [2]) Vergleiche Thomson, Phil. Mag. [4] **5**, p. 404, 1853*. — [3]) Branly, Compt. rend. **75**, p. 431, 1872*. — [4]) J. Clerk Maxwell, Phil. Trans. 1868, p. 643*; Phil. Mag. [4] **36**, p. 316, 1868*.

in Contact gebracht, und wurde dann die feststehende durch Drehung der Mikrometerschraube vorwärts bewegt, so konnte man die Einstellung der letzteren mit der der Glasscala vergleichen. Auf der Hinterseite der Condensatorplatten waren, durch Glasplatten von denselben getrennt, zwei kreisförmige Drahtspiralen befestigt, durch welche ein Strom so geleitet wurde, dass sie sich abstiessen. Um hierbei die Einwirkung des Erdmagnetismus auf die Spirale an der beweglichen Platte zu eliminiren, war am anderen Ende des Hebels der Torsionswage gleichfalls eine vom Strome, aber in entgegengesetzter Richtung durchflossene, gleiche Spirale angebracht. Zugleich war ein Galvanometer mit zwei Drahtwindungsreihen, einer langen und einer kurzen, in grösserer Entfernung vom Apparate aufgestellt.

Durch einen Schlüssel wurde der eine Pol der grossen Batterie mit der festen Platte verbunden, der Strom sodann durch sehr grosse Widerstandsrollen geleitet, dann verzweigt zwischen einem System von Widerstandsetalons und der einen Drahtrolle des Galvanometers, und darauf zum anderen Pol der Säule geführt, welcher zugleich mit der Erde und dem Gestell des Apparates verbunden war. Zugleich wurde der eine Pol einer anderen Batterie durch einen Schlüssel mit der zweiten, kürzeren Windungsreihe des Galvanometers verbunden, von da durch die feste Rolle, dann durch den Aufhängedraht zur beweglichen Rolle und durch einen in der Axe der Drehwage vertical abwärts gehenden Draht und einen Quecksilbernapf zum anderen Pol der Batterie geführt. Waren gleichzeitig beide Schliessungskreise durch die Schlüssel geschlossen, so wurde die Mikrometerschraube gedreht, bis die bewegliche Condensatorplatte mit der daran befestigten Rolle in Ruhe blieb; zugleich aber die die Widerstandsetalons enthaltende Zweigleitung zum Galvanometer, welche der Strom der grossen Batterie durchfloss, so lange geändert, bis die Galvanometernadel auf Null stand. Alle Widerstände des Galvanometers und der Rollen waren genau bestimmt. Endlich wurde derselbe Strom durch beide Windungsreihen des Galvanometers geleitet und durch eine Brückenleitung zu der einen derselben die Nadel des Galvanometers auf Null gestellt. Es ergab sich hierdurch das relative Drehungsmoment beider Windungsreihen.

Durch die Ringe um die Condensatorplatten wird die Vertheilung der Elektricitäten in ihnen gleichmässig, und es lässt sich berechnen, dass, wenn $E$ die Potentialdifferenz zwischen beiden Platten in elektromagnetischem Maasse, $v$ das Verhältniss der elektromagnetischen und mechanischen Einheit der elektromotorischen Kraft, $a$ der Radius der kleineren Platte, $b$ der Abstand der Platten ist, die Anziehung derselben in mechanischem Maasse $E^2 a^2 / 8 v^2 b$ ist. Sind ferner die Zahlen der Drahtwindungen der Spiralen $n$ und $n_1$, ihre mittleren Radien $a_1$ und $a_2$, der mittlere Abstand ihrer Ebenen $b'$, so ist beim Durchgange eines Stromes von der Intensität $i$ durch dieselben in entgegengesetzter Richtung die Abstossung

$$2\pi n n_1 A i^2,$$

wo

$$A = E_c \, tg^2 \varphi - 2(F_c - E_c) \frac{b_1 \sin \varphi}{2\sqrt{a_1 a_2}}$$

und

$$c = \sin \varphi = \frac{2\sqrt{a_1 a_2}}{\sqrt{(a_1 + a_2)^2 + b_1^2}}$$

ist, und $E_c$ und $F_c$ die bekannten elliptischen Functionen sind. Ist $b_1$ klein gegen $a_1$, so wird $A = 2a'/b'$. Ist Gleichgewicht in der Torsionswage hergestellt, so ist demnach

$$\frac{E^2}{8v^2} \frac{a^2}{b^2} = 2\pi n n_1 A i^2,$$

oder, wenn die elektromotorische Kraft des Stromes $i$ gleich $E_1$, der Gesammtwiderstand $W$ ist,

$$\frac{E^2}{8v^2} \frac{a^2}{b^2} = 2\pi n n_1 \frac{E_1^2}{W^2}.$$

Da alle Widerstände in den Leitungen beider Ströme so weit verglichen sind, dass das Verhältniss $E : E_1$ bestimmt werden kann, kann auch $v$ in $W$ ausgedrückt werden. Es ergab sich als Mittel mehrerer Versuche

$$v = 28{,}798 \text{ B.-A.-U.}$$

also beträchtlich kleiner, als der von Weber für $v$ gefundene Werth. Indess dürfte nach Maxwell doch dieser Werth, obgleich die einzelnen Resultate im Maximum nur um $^1/_{28}$ von einander abweichen, noch zu controliren sein, da die Inconstanz der Ketten, eventuell auch Ableitungen der Elektricität von der beweglichen Platte, und wohl auch die elastische Nachwirkung des Kupferdrahtes störend einwirken konnten.

1385 W. Thomson[1]) leitet den Strom von 60 Daniell'schen Elementen erst durch eine der beiden, parallel gestellten, festen Rollen eines Dynamometers, sodann durch die dazwischen gehängte bewegliche Rolle desselben, zu welcher die Zuleitung des Stromes durch den Aufhängedraht von Kupfer (vergl. indess Bd. I, §. 41 Anm.), die Ableitung nach unten durch eine dünne Platindrahtspirale hergestellt ist, und endlich durch die zweite feste Rolle und einen 10000 Widerstandseinheiten der British Association haltenden Etalon zur Säule zurück. Die Ablenkung der in 13 Sec. eine Schwingung machenden, beweglichen Rolle wird an einer 4,5 m entfernten Scala mittelst Spiegel und Fernrohr bis auf 0,1 Proc. genau beobachtet. Die Eintrittsstelle des Stromes in das Dynamometer und die Austrittsstelle aus dem Widerstandsetalon werden mit den beiden Plat-

---

[1]) W. Thomson und King, Rep. Brit. Assoc. 1869, p. 434*.

ten eines absoluten Elektrometers verbunden und so wird die Potentialdifferenz daselbst gemessen. Durch einen Stromwender kann die Stromesrichtung umgekehrt werden.

Um den Widerstand der Rollen des Dynamometers zu messen, wurden die Elektroden eines Quadrantelektrometers einmal mit den äussersten Enden der drei vereinten Rollen, sodann mit den Enden des Widerstandsetalons verbunden. Das Verhältniss der beobachteten Potentialdifferenzen entsprach dem Verhältnisse der Widerstände. Vor und nach der Versuchsreihe wurde das Trägheitsmoment der beweglichen Rolle und während derselben ihre Schwingungsdauer mit und ohne Einwirkung des Stromes bestimmt. Beide letzteren Werthe waren fast ganz gleich. Die Wirkung des Erdmagnetismus wurde durch fernliegende, grosse Magnete compensirt, so dass bei Umkehrung des Stromes sich die Stellung der beweglichen Rolle nicht änderte.

Da hier die Intensität $I_m$ des Stromes am Dynamometer, sowie der Widerstand $R_m$ seiner Schliessung in elektromagnetischem Maasse gemessen ist, so erhält man die elektromotorische Kraft $E_m = I_m R_m$ in elektromagnetischem Maasse; während die Messung am absoluten Elektrometer sie gleich $E_e$ in mechanischem (elektrostatischem) Maasse ergiebt.

Aus einer Vergleichung beider Werthe folgt nach einer noch nicht ganz abgeschlossenen Reihe von 11 Beobachtungsserien das Verhältniss im Mittel $E_m / E_e = v$ gleich

$$v = 28{,}25 \text{ B.-A.-U.}$$

Die elektromotorische Kraft von 1000 Daniell'schen Zellen würde eine Potentialdifferenz hervorbringen, welche die Einheit (einen Quadratdecimeter) der ebenen Fläche zweier in 1 mm Abstand befindlicher Condensatorplatten so stark ladet, dass jene Flächen sich mit der Kraft von 5,7 g (nach früheren Angaben 3,57 g) anziehen, wodurch sich die Potentialdifferenz oder elektromotorische Kraft in mechanischem Maasse gleich 3,74 ergiebt [1]).

An diese älteren Bestimmungen schliesst sich eine ganze Reihe ähnlicher Messungen an. **1386**

Dugald M'Kichan [2]) und King haben im Laboratorium von W. Thomson die elektromotorische Kraft einer constanten Daniell'schen Batterie von 90 Elementen in absolutem Maasse an dem absoluten Elektrometer von Thomson gemessen. Dann wurde der Strom durch ein Elektrodynamometer geleitet, dessen Widerstand in elektromagnetischem Maasse bekannt war und die Stromintensität in absolutem Maasse bestimmt. Die zwei festen, 30 cm weiten Rollen des Dynamometers von etwa 3700 Windungen waren auf etwa 2 cm breite Ringe in der Höhe

---

[1]) W. Thomson, Proceed. Roy. Soc. Febr. 23, Apr. 12, 1860*; Phil. Mag. 1860, Juli-December. — [2]) M'Kichan, Phil. Mag. [4] 47, p. 218, 1874*.

von etwa 2 cm gewunden. Die bewegliche Rolle war auf einen Messingring von 6,5 cm Durchmesser gewickelt; sie hatten $1^1/_2$ cm Höhe, 2 cm Breite und mehr als 3000 Windungen.

Die letztere Rolle war an einem Drahte von 35 cm Länge aufgehängt, welcher als Zuleiter zu dem einen Ende des mit dem Messingringe verlötheten Drahtgewindes diente. Unterhalb endete das Drahtgewinde in einen verticalen, sehr dünnen Platindraht, der die weiteren Verbindungen vermittelte.

Versuche über die elastische Nachwirkung des Aufhängedrahtes des Dynamometers fehlen.

Die Wirkung des Erdmagnetismus wurde durch Beobachtung der Einstellung der beweglichen Rolle bei Durchleiten des Stromes in abwechselnder Richtung berechnet. Dabei war sie durch Magnete möglichst compensirt.

Die Directionskraft der beweglichen Rolle wurde durch Schwingungsversuche, sowohl während, als auch vor dem Durchleiten des Stromes, das Trägheitsmoment durch Vergleichung der Schwingungsdauer derselben mit der eines gleich schweren cylindrischen Messingringes bestimmt.

Die Ablenkungen wurden durch Spiegelablesung beobachtet, indem das von einem kleinen kreisrunden Spiegel reflectirte Bild einer Lampe auf eine Scala geworfen wurde.

Da der Ausschlag in Folge des Stromes der Säule direct zu gross war, musste ein grösserer Widerstand, meist gleich dem der Rollen, eingeschaltet werden.

Zur Bestimmung der von der beweglichen Rolle umspannten Fläche wurde die gleichzeitige Wirkung derselben und der grossen Rollen auf einen Magnet beobachtet. Die letzteren standen auf beiden Seiten gleich weit vom Magnete und die kleine Rolle wurde verschoben, bis sich der Magnet gerade auf Null stellte. Danach ist der Werth

$$v = 29{,}3 \text{ B.-A.-U. (von } 29{,}01 \text{ bis } 30{,}39).$$

1387 Shida[1]) hat nochmals obiges Verhältniss bestimmt. Die elektromotorische Kraft von Thomson's gravity-Kette wurde in elektrostatischem Maasse durch Thomson's absolutes Elektrometer bestimmt. Dabei wurde abwechselnd der eine und andere Pol der Kette mit der festen Platte verbunden, während der noch freie Pol mit der äusseren Belegung einer Flasche verbunden war, welche die bewegliche Platte und den Schutzring lud. Darauf wurde dieselbe elektromotorische Kraft in elektromagnetischem Maasse gemessen, indem die Ablenkung der Nadel einer Tangentenbussole durch den Strom der Kette unter Einschaltung verschiedener Widerstände bestimmt wurde. Der Widerstand der Bussole

[1]) Shida, Phil. Mag. [5] **10**, p. 431, 1880*; Beibl. **5**, p. 146, 1881*. Vergl. auch die Polemik über diese Versuche, von Alder Wright, Phil. Mag. [5] **12**, p. 76, 224, 1881*; Shida, ibid. **11**, p. 473. **12**, p. 300*; Gray, ibid. p. 301 1881*; Beibl. **5**, p. 616, 803*.

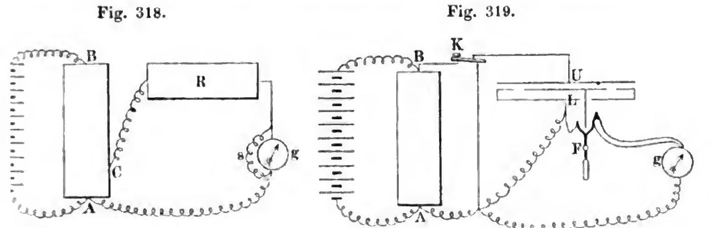
war vorher mittelst der Wheatstone'schen Brücke, der der Kette durch die Ablenkung der Nadel eines mit ihr verbundenen Quadrantelektrometers mit oder ohne Verbindung ihrer Pole durch einen bekannten Widerstand gemessen. Endlich wurde die horizontale Componente des Erdmagnetismus bestimmt. Dabei ergab sich das gesuchte Verhältniss bei 5 Versuchen $v = 299{,}9 \,.\, 300{,}3 \,.\, 299{,}4 \,.\, 298{,}0 \,.\, 299{,}9 \,.\, 10^8$; im Mittel

$$v = 29{,}95 \text{ B.-A.-U.}$$

Ayrton und Perry[1]) haben die Ladung eines Condensators mit Luft als Dielektricum in elektrostatischem Maasse bestimmt und sodann in elektromagnetischem Maasse, indem sie ihn durch ein Galvanometer entluden. **1388**

Der Condensator bestand aus einer oberen quadratischen Messingplatte von 1324,96 qcm Oberfläche und einer unteren von 1324,14 qcm. Beide sind, die erstere auf ihrer oberen, die zweite auf ihrer unteren Seite durch diagonale Messingrippen verstärkt. Die obere Platte ist von drei chemisch gereinigten und paraffinirten, unten stumpf zugespitzten Ebonitstellschrauben getragen, durch welche sie der unteren Platte parallel gestellt werden kann. Die untere Platte ruht ebenfalls auf drei Ebonitschrauben, wodurch ihre obere Fläche genau mit dem sie umgebenden 2,5 mm von ihr abstehenden Schutzringe parallel gemacht werden kann. Letzterer ist an eine flache Messingbüchse gelöthet, durch deren Boden die Stellschrauben der unteren Platte gehen und welche einen vorsprin-

Fig. 318. Fig. 319.




genden Rand trägt, auf dem die Stellschrauben der oberen Platte ruhen. In der Büchse stehen kleine Gefässe mit Chlorcalcium. Um den Einfluss von Biegungen der Platten zu eliminiren, werden sie in verschiedene Stellungen zu einander gebracht.

Das Galvanometer hatte bei 21,9° C. einen Widerstand von 19,97 B.-A.-U. Sein astatisches Nadelsystem war aus zwei aus je 20 kleinen, durch Zinkstücke von einander getrennten, gleichgerichteten Magneten gebildet, an deren Enden kleine Kugelsegmente von Blei befestigt

[1]) Ayrton und Perry, Phil. Mag. [5] 7, p. 277, 1879*; Beibl. 3, p. 648*.

waren. Die Nadel schwang sehr langsam, so dass der Luftwiderstand klein war.

Der Strom von 382 neuen, zur Säule geordneten Daniell'schen Elementen wurde beständig durch einen Widerstand $AB$, Fig. 318 (a. v. S.), geleitet und von zwei Punkten desselben $A$ und $C$ ein Strom durch einen Widerstand $R$ zu dem mit einer Brückenleitung $s$ versehenen Galvanometer $g$ geleitet. Darauf wurde mittelst eines Schlüssels $K$ ohne Aenderung der Anordnung des Galvanometers die obere Platte $U$ des Condensators, Fig. 319 (a. v. S.), mit dem einen mit $AB$ verbundenen Pol der Batterie verbunden, dann die vorher abgeleitete untere Platte $L$ durch die Gabel $F$ isolirt und die obere durch das Galvanometer entladen; endlich die Gabel $F$ weiter gedreht, so dass sich auch die untere Platte durch das Galvanometer entlud.

Sind $s$ und $g$ die Widerstände der Brücke und des Galvanometers, $r_1$ und $r_2$ die Widerstände der Theile $AC$ und $CB$ des die Säule schliessenden Widerstandes $AB$, ist $H$ die horizontale Componente des Erdmagnetismus, $G$ die Constante des Galvanometers zur Reduction seiner Angaben auf elektromagnetisches Maass, so ist, wenn $V$ die Potentialdifferenz an den Endpunkten von $AB$ ist, bei dem ersten Versuche die Stromintensität:

$$I = \frac{H}{G} \alpha_1 = \frac{r_1}{r_1 + r_2} \frac{s \,.\, V}{(s+g)\, R + s g},$$

wo $\alpha_1$ die constante Ablenkung der Galvanometernadel ist.

Bei dem zweiten Versuche ist, wenn $C$ die Capacität des Condensators in elektromagnetischen Einheiten, $\alpha_2$ der erste Ausschlag der Nadel, $T$ ihre Schwingungsdauer, $\lambda$ das logarithmische Decrement ist:

$$V C = \frac{H T}{\pi G} \frac{\alpha_2 (1 + {}^1\!/_2 \lambda)}{2}.$$

und
$$C = \frac{T}{\pi} \frac{r_1}{r_1 + r_2} \frac{s}{(s+g)\, R + s g} \frac{\alpha_2 (1 + {}^1\!/_2 \lambda)}{2 \alpha_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

Ist $A$ die Oberfläche der unteren Platte, $\delta$ der Abstand beider Platten, $c$ die Capacität des Condensators in elektrostatischem Maasse (C.-G.-S.), so ist:

$$c = \frac{A}{4 \pi \delta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

Aus 1) und 2) ergiebt sich das Verhältniss $v = \sqrt{c/C}$. — Drei Versuchsreihen mit 39, 41 und 18 Entladungen, bei denen $\delta$ resp. = 1,024 und (2 u. 3) 0,7728 cm; $T$ = 25,3; 39,5; 42,2 sec; $r_1$ = 3,0045; $r_1 + r_2$ = 8538; 10037,2; 10040; $R$ = 12000; $s$ = 19,955; $g$ = 19,733; $\alpha_1$ = 297,34; 247,75; 263; $\alpha_2$ = 261,63; 221,93; 223,9; ${}^1\!/_2 \lambda$ = 0,12095, 0,07825; 0,081865, das Gewicht des astatischen Systems 2,15 bez. 3,4 g (2 u. 3) war, ergab sich $v$ = 29,74; 29,95; 29,72; im Mittel

$$v = 29{,}8 \text{ B.-A.-U.}$$

1389 Bei Versuchen von F. Exner[1]) war die eine Platte eines Condensators horizontal isolirt befestigt, die andere, mit einem Schutzring umgebene, war an drei feinen Platindrähten darüber an einer Wage aufgehängt und mit dem Schutzring zur Erde abgeleitet. Die untere Platte wurde durch Verbindung mit dem einen Pol einer andererseits abgeleiteten Batterie auf ein zu messendes Potential $V$ gebracht und die Anziehung der Platten durch die zum Aequilibriren erforderlichen Gewichte gemessen. Ist $d$ der Abstand der Platten, $S$ die Fläche der beweglichen Platte des Condensators, $G$ das Gewicht, so ist:

$$V = d\sqrt{\frac{8\pi m G}{S}}.$$

Als Säule dienten 400 kleine, gut isolirte Smee'sche Elemente, welche nur zwölfmal angewendet wurden.

Die bewegliche Platte hatte 73,9 mm, der Schutzring im Inneren 75,5, aussen 197 mm, die feste Platte 197 mm Durchmesser. Hiernach ergab sich die elektromotorische Kraft der Säule in elektrostatischem Maasse, woraus, da die elektromotorische Kraft eines Smee'schen Elementes gleich 1,07 Daniell gefunden wurde, die elektromotorische Kraft des Daniell'schen Elementes in elektrostatischem Maass gleich $D_d = 0{,}00325$ folgte. Dabei wurden nur die Versuche bei weiteren Abständen der Condensatorplatten ($d > 1$ mm) berücksichtigt, um den Einfluss etwaiger Entladungen bei grosser Nähe derselben zu beseitigen.

Zur Bestimmung der elektromotorischen Kraft des Daniell'schen Elementes in elektromagnetischem Maasse wurde die in einer gegebenen Zeit bei bekanntem Widerstande des Schliessungskreises in dem Element abgeschiedene Kupfermenge bestimmt, das elektrochemische Aequivalent des Kupfers gleich 0,00324 und der absolute Werth einer Siemens'schen Einheit gleich $971{,}7 \,.\, 10^5$ (0,941 Ohm) gesetzt. Dann war in elektromagnetischem Maasse $D_m = 0{,}978 \,.\, 10^8$ (0,947), also:

$$v = 30{,}1 \ (29{,}2) \ 10^9.$$

1390 Weitere Bestimmungen sind von Klemenčič[2]) vorgenommen worden. Durch eine Kette wird ein Condensator von bekannter Capacität in elektrostatischem Maasse mehrere Male in der Secunde geladen und durch ein Galvanometer entladen, welches dabei einen constanten Ausschlag erhält. Dann wird die Kette durch einen Widerstand und das Galvanometer geschlossen und der constante Ausschlag gemessen. Um die zeitlichen Veränderungen zu beseitigen, wird bei einer Reihe von Versuchen der Condensatorstrom durch die eine, der Galvanometerstrom durch die andere Windungsreihe eines Differentialgalvanometers geleitet und durch

---

[1]) F. Exner, Wien. Ber. **86**, p. 106, 1882*; Rep. d. Phys. **19**, p. 99*; Beibl. **8**, p. 601*. — [2]) Klemenčič, Wien. Ber. **89**, p. 298, 1884*; Beibl. **8**, p. 603*.

Veränderung des Widerstandes der Galvanometerschliessung der Ausschlag auf Null gebracht.

Ist beim ersten Versuche $G$ der Reductionsfactor des Galvanometers, $n$ die Zahl der Ladungen und Entladungen des Condensators, $\alpha$ die Ablenkung der Galvanometernadel, $E$ die elektromotorische Kraft der Säule, $C$ die Capacität des Condensators, alles in elektrostatischem Maasse gemessen, so ist die Stromintensität $i = nEC = G\alpha$.

Ist der Widerstand der Schliessung beim zweiten Versuche $R_e$, der Galvanometerausschlag $\varphi$, so ist die Intensität $I = E/R_e = G\varphi$. Daraus folgt $R_e = \alpha/\varphi n C$ in elektrostatischem Maasse. Ist $R$, in elektromagnetischem Maasse gemessen, gleich $R_m$, so ist $v^2 = R_m/R_e$ und $v = \sqrt{R_m n C \varphi/\alpha}$.

Sind bei den Versuchen mit dem Differentialgalvanometer die Drehungsmomente beider Rollen desselben ganz gleich, und ist $\varphi = \alpha$, so wird $v = \sqrt{R_m n C}$.

Gewöhnlich muss der Strom der Kette beim Durchleiten durch die eine Windungsreihe des Galvanometers hierbei durch eine Brücke vor derselben geschwächt werden. Die Berechnung hierfür ergiebt sich ohne Weiteres.

Bei den Versuchen wurde ein Stimmgabelinterruptor benutzt, dessen Schwingungszahl im Mittel 64,94 betrug. Die bei Veränderung der aufgeschobenen Contactbügel hervortretenden kleinen Veränderungen der Schwingungszahl wurden mittelst Beobachtung der Stimmgabel durch einen an einer zweiten unveränderlichen Stimmgabel angebrachten Schlitz stroboscopisch controlirt. Die Temperaturänderungen waren so gering, dass ihr Einfluss zu vernachlässigen war. Auch wurde indirect die Schwingungszahl gemessen, indem durch eine für einen constanten Strom abgeglichene Wheatstone'sche Brückencombination, deren einer Parallelzweig eine Inductionsspirale enthielt, ein Strom geleitet wurde, dessen Intensität $I_1$ an einer Tangentenbussole abgelesen war, und der Ausschlag $\psi$ im Galvanometer in der Brücke bestimmt wurde. Wurde derselbe Versuch bei geringerem Widerstande der Hauptschliessung und der Intensität $I$ bei einmaliger Unterbrechung des Hauptstromes vorgenommen, so konnte daraus das Selbstpotential der Inductionsspirale abgeleitet werden. Der dabei erfolgende Galvanometerausschlag sei $\beta$. Sind weiter $m_1$ und $m$ die Gesammtwiderstände der Schliessung in beiden Fällen, ist $T_0$ die Schwingungsdauer der ungedämpften Nadel, $\lambda$ ihr logarithmisches Decrement, so folgt die Schwingungszahl:

$$n = \frac{\pi}{T_0} \frac{\psi}{\beta} \frac{Im}{I_1 m_1} e^{-\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{\pi}{\lambda}}.$$

So wurde $n = 31{,}913$ gefunden, während die Methode mit der zweiten Stimmgabel $n = 31{,}970$ ergab.

Die Widerstände wurden einem Stöpselrheostat von Siemens entnommen; wobei eine Quecksilbereinheit gleich $0{,}941 \cdot 10^9$ cm/sec gesetzt

wurde. Als Galvanometer diente ein Spiegelgalvanometer mit zwei Rollen aus sehr feinem Kupferdraht und je 8000 Windungen. Der Widerstand derselben wurde nach der Brückenmethode bestimmt. Als Condensator wurden zwei kreisförmige Stahlplatten von 20,99 cm Radius (gemessen durch Abmessen des Umfanges mittelst eines Streifens Morsepapier) und 1,5 cm Dicke benutzt, welche durch sechs Systeme von je drei Glasplättchen von 0,1112 bis 0,8016 cm Dicke von einander gehalten wurden und auf dem Ende einer 5,5 cm weiten horizontalen Glasröhre ruhten. Die Dicke der Glasplättchen wurde durch ein Pfister'sches Sphärometer gemessen. Der Condensator hatte keinen Schutzring; seine Capacität wurde nach der Formel von Kirchhoff berechnet. Aus den Versuchen ergiebt sich im Mittel im C.-G.-S.-System:

$$v = 30{,}188 \,.\, 10^9.$$

Aus früheren ähnlichen Versuchen mit einem 90 mm grossen Condensator nach Art der von R. Kohlrausch construirten hatte Klemenčič[1]) den Mittelwerth $v = 30{,}41 \,.\, 10^9$ abgeleitet.

**1391** Stoletow[2]) ladet ebenfalls einen Condensator von bekannter Oberfläche und bekanntem Plattenabstand $n$ mal in der Secunde durch eine Säule und entladet ihn durch ein Galvanometer. Er findet den Werth $v$ zwischen 29,8 und 30,0 Ohm.

**1392** Bei den Bestimmungen von J. J. Thomson[3]) ist in einer Wheatstone'schen Brücke der eine Zweig $DB$ bei $db$ unterbrochen. Sein eines Ende $D$, sowie eine oscillirende Platte $P$ wird mit den beiden Platten eines Condensators $K$ verbunden. Schlägt die Platte $P$ gegen $b$, so ladet sich der Condensator, schlägt sie gegen $d$, so entladet er sich[4]). Die Widerstände sind so abgeglichen, dass das Galvanometer dabei keinen Ausschlag giebt. Bei den Versuchen war der Widerstand $(AC) = 1200$, $(ASB) = 2500$, $(AD) = 100100$, $(BC) = 900000$, $(DGC) = 11000$ B.-A.-U. Ist bei diesen Verhältnissen die Capacität des Condensators in elektromagnetischem Maasse $C$, die Zahl der Oscillationen von $P$ in der Secunde $n$, so ist bis auf 0,1 Proc.:

Fig. 320.

$$n\,C = \frac{(AC)}{(AD)(BC)}.$$

Der Condensator bestand aus einer Reihe von conaxialen Messingcylindern, welche abwechselnd mit einander verbunden waren und mit den beiden Platten eines sehr schönen Plattencondensators in Verbindung standen. Die

[1]) Klemenčič, Wien. Ber. [2] **83**, p. 603, 1881*; Beibl. **5**, p. 617*. — [2]) Stoletow, Soc. franç. de Phys. 4. Nov. 1881*. — [3]) J. J. Thomson, Trans. Roy. Soc. 1883 [3], p. 707*; Beibl. **8**, p. 667*, siehe auch Proc. Roy. Soc. **35**, p. 346, 1883*; Beibl. **7**, p. 924*. — [4]) Vgl. Maxwell, Elektr. u. Magn. §. 776*.

Capacität dieses Condensators wurde mit der eines Schutzringcondensators nach der Methode von Maxwell-Hopkinson verglichen und durch Verstellen der Platten der des Plattencondensators gleich gemacht.

Der Schutzringcondensator besteht aus einer dicken horizontalen Ebonitplatte, auf welche ein cylindrischer Messingring von 23 cm äusserem Durchmesser und 10 cm Höhe gesetzt ist. Darauf sind drei ganz gleich (3 cm) dicke Ebonitplatten in gleichen Abständen gelegt und conaxial zum Ringe ein ihnen an Durchmesser genau gleicher, 60 cm langer Messingcylinder aufgesetzt. Wiederum ruhen auf letzterem drei Ebonitstücke, welche einen dem unteren gleichen Ring tragen. Das Ganze ist von einem ganz ebenen, aus drei Stücken bestehenden Messingcylinder von etwa 25 cm innerem Durchmesser umgeben. Da die Cylinder nicht ganz conaxial sind, ist die Berechnung der Capacität etwas complicirter; sie ergiebt sich für den mittleren Cylinder, für den die Endringe als Schutzringe dienen, in elektrostatischem Maasse gleich 396,8.

Als Batterie dienten 150 Daniell'sche und 25 Leclanché-Elemente. Sie stand auf einem mit Paraffin bedeckten Glasständer und hatte einen Widerstand von 2500 B.-A.-U. Die Bewegung der Platte $P$ geschah 32,18 mal in der Secunde durch einen Stimmgabelunterbrecher.

Nach Bestimmung der Widerstände der einzelnen Zweige der Brücke ergab sich, wenn 1 B.-A.-U. = 0,987 Ohm ist: $v = 29{,}63 \,.\, 10^9$.

Versuche mit einem anderen, 44 mal in der Secunde oscillirenden Stimmgabelunterbrecher ergaben sehr nahe denselben Werth.

1393 In der folgenden Tabelle sind die für $v$ gefundenen Werthe in absoluten Einheiten im C.-G.-S.-System zusammengestellt, und soweit es möglich ist, auf das Ohm reducirt. Die Bezeichnung B.-A.-U. bedeutet, dass diese Einheit beiden Versuchen zu Grunde gelegt ist.

| | $10^{-9} v$ (beob.) | $10^{-9} v$ (ber.) |
|---|---|---|
| W. Weber und R. Kohlrausch | — | 31,11 |
| Maxwell | 28,798 (B.-A.-U.) | 28,42 |
| W. Thomson | 28,25 (B.-A.-U.) | 27,88 |
| M'Kichan und King | 29,30 (B.-A.-U.) | 28,92 |
| Shida | 29,95 | 29,58 |
| Ayrton und Perry | 29,80 (B.-A.-U.) | 29,41 |
| F. Exner | — | 29,20 |
| Klemenčič | — | 30,18 |
| Stoletow | 29,90 (?) | — |
| J. J. Thomson | — | 29,63 |

1 B.-A.-U. ist hierbei gleich 0,987 Ohm genommen.

Nimmt man $v = 30 . 10^9 \mathrm{cm/sec}$, so ist danach in mechanischem Maasse die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette etwa gleich $1{,}122 . 10^8 / 30 . 10^9 = 3740 . 10^{-6}$, was mit den Angaben des §. 1378 ziemlich übereinstimmt. 1394

Von den bisherigen Definitionen der mechanischen Einheiten etwas abweichend ist die Definition derselben nach der Theorie von W. Weber. Derselbe nimmt an, dass jeder galvanische Strom aus einem Doppelstrome von gleich viel positiver und negativer Elektricität bestehe, welche neben einander in entgegengesetzter Richtung die Leitung durchfliessen (s. den letzten Abschnitt). Hiernach würde die der elektromagnetischen Einheit der Stromintensität entsprechende Menge von positiver oder von negativer Elektricität, welche in der Zeiteinheit hindurchfliessen muss, nur $\frac{1}{2} v$ sein. Indem Weber aus besonderen, im Schlusscapitel zu entwickelnden Gründen 1395

$$2 v \sqrt{\tfrac{1}{2}} = C = 440010 . 10^6 \mathrm{mm}\ ^{1)}$$

[1]) Corrigirt von Voigt, Wied. Ann. 2, p. 476, 1877*, statt der früheren Zahl $439450 . 10^6$ mm.

Schon früher hatte man sich vielfach bemüht, die Elektricitätsmengen zu bestimmen, welche durch Wasser hindurchgeleitet werden müssen, um eine bestimmte Quantität desselben in seine Bestandtheile zu zerlegen. Derartige Versuche sind namentlich von Faraday, Buff und Becquerel ausgeführt worden.

Faraday (Exp. Res. Ser. 3, §. 364, 1833*, Ser. 7, §. 861, 1834*) lud eine Batterie von 15 Leydener Flaschen und etwa 3500 Quadratzoll Oberfläche (innere Belegung) durch 30 Umdrehungen der Scheibe einer Elektrisirmaschine, deren Conductor 12 Fuss lang war und eine Oberfläche von 1422 Quadratzoll hatte. Bei jeder Umdrehung konnten etwa 10 bis 12 einen Zoll lange Funken aus dem Conductor gezogen werden. Der Entladungsstrom der Batterie lenkte die Nadel eines Galvanometers um etwa $22{,}5^0$ ab. Dieselbe Ablenkung ergab sich durch den 3,2 Secunden dauernden Strom eines Elementes, welches aus zwei $\frac{1}{18}$ Zoll dicken Kupfer- und Zinkdrähten bestand, die in einem Abstande von $\frac{5}{16}$ Zoll je $\frac{5}{8}$ Zoll tief in saures Wasser (auf 4 Unzen Wasser ein Tropfen Schwefelsäure) getaucht waren. Faraday schloss hieraus, dass die bei 800000 Entladungen der Batterie bewegte enorme Elektricitätsmenge nur 1 g Wasser zersetzen würde.

Eines analogen Verfahrens bediente sich Buff (Ann. d. Chem. u. Pharm. 86, p. 28, 1853*; Compt. rend. 22, p. 395, 1846*) bei genaueren Versuchen. Der Strom eines constanten Elementes wurde durch einen Multiplicator und ein Voltameter geleitet. Ein Strom, welcher die Nadel des ersteren um $45^0$ ablenkte, konnte hiernach 1 mg Wasserstoff aus Wasser in 25096,5 Minuten, ein Strom, der die Nadel um $7{,}93^0$ ablenkte, dieselbe Menge in 181917 Minuten abscheiden. Das eine Ende des Multiplicatordrahtes wurde mit der einen Belegung einer isolirten Maassflasche von 6,4 qdm Oberfläche, das andere mit der Erde verbunden. Die zweite Belegung der Flasche wurde durch den Conductor der Elektrisirmaschine geladen, und ihr in einer bestimmten Entfernung ein mit der anderen Belegung verbundener Metallknopf gegenübergestellt. Die aus der Ablenkung der Multiplicatornadel berechnete Intensität des Entladungsstromes ergab sich innerhalb gewisser Grenzen proportional dem Producte aus der Zahl der Entladungen der Flasche in der Minute mit der in Millimetern gemessenen Schlagweite. Betrug dieses Product 100, so wurde die Multiplicatornadel constant um $7{,}93^0$ abgelenkt. Es würde also nach den oben gemachten Angaben der Entladungsstrom der Flasche bei 181917 Entladungen durch eine Schlagweite von 100 mm eine Elektricitätsmenge in Bewegung setzen, welche

setzt, wird, wenn wir die in seinen Einheiten ausgedrückten Constanten mit dem Index *ew* bezeichnen:

$$I_m = I_{ew} \cdot \frac{2\sqrt{2}}{C}; \qquad I_d = I_{ew} \cdot \frac{4}{C}$$

$$E_m = E_{ew} \cdot \frac{C}{2\sqrt{2}}; \qquad E_d = E_{ew} \cdot \frac{C}{4}$$

$$W_m = W_{ew} \cdot \frac{C^2}{8}; \qquad W_d = W_{ew} \cdot \frac{C^2}{16}.$$

**1396** Wir stellen hier noch einmal das Verhältniss der elektrischen und magnetischen Constanten in den verschiedenen Einheiten zusammen.

---

1 mg Wasserstoff aus Wasser abschiede. Eine Batterie von 25 qdm Oberfläche würde also 45480 mal geladen werden müssen, um bei einer gleichen Schlagweite dieselbe Wirkung hervorzurufen.

Becquerel (Compt. rend. **22**, p. 395, 1846*) hat endlich die Polarisation $A$ bestimmt, welche Goldelektroden in einem Voltameter durch den Schlag einer Leydener Batterie erfahren, und sodann durch dieselben den Strom eines Elementes geleitet, welches aus einem mit zinkhaltigem Quecksilber gefüllten Pfeifenkopf bestand, der mit einer Platinplatte umgeben und so in Wasser gesenkt war. Auch hier wurde die in einer kleinen Zeit der Schliessung erzeugte Polarisation $B$ bestimmt. Sind die Werthe $A$ und $B$ gleich, so sollen auch die in beiden Fällen durch das Voltameter hindurchgegangenen Elektricitätsmengen gleich sein. Indem nun die durch das Galvanometer bestimmte Intensität des Stromes des Elementes mit der eines constanten Elementes verglichen wurde, dessen Strom in einem Kupfervitriolvoltameter Kupfer ausschied, kam Becquerel zu dem Resultate, dass, um 1 g Kupfer aus einer Lösung von schwefelsaurem oder salpetersaurem Kupferoxyd auszuscheiden, eine Elektricitätsmenge durch dieselbe hindurchgehen müsste, welche eine Batterie von 1 qm Oberfläche 14523200 mal laden könnte.

Bei den Mängeln dieser Methoden kann den Resultaten keine besondere Bedeutung beigelegt werden.

W. Weber und R. Kohlrausch (Elektrodyn. Maassbestimmungen, 1856*) haben endlich, freilich unter manchen besonderen Annahmen, auch direct die Kraft zu berechnen versucht, welche zur Zersetzung von 1 mg Wasser erforderlich ist. Da der Widerstand von verdünnter Schwefelsäure vom specif. Gewicht 1,25 nach Horsford 696700 mal grösser als der des Silbers, also etwa $0{,}7417 \cdot 696700 = 516750$ mal grösser ist, als der des Kupfers, der Widerstand eines Kupferdrahtes von 1 mm Länge und 1 qmm Querschnitt in absolutem elektromagnetischem Maasse $= 274100$ ist (Weber, Abhandl. der Göttinger Ges. V, Anwendung der Induction auf Inclinationsmessungen), so würde der Widerstand eines gleichen, mit der verdünnten Schwefelsäure gefüllten Raumes in absolutem elektromagnetischem Maasse $= 141640 \cdot 10^6$ sein. Unter der freilich sehr gewagten Voraussetzung, dass der Strom nur durch das Wasser geht, welches sich in einzelnen Längsfäden zwischen die Schwefelsäure lagern sollte, würde, da die Mischung $^9/_{10}$ Wasser enthält, der Widerstand des Wassers allein für 1 mm Länge und 1 qmm Querschnitt in der Mischung $W_m = 127470 \cdot 10^6$ oder in mechanischem Maasse $W_{ew} = 8/C^2 \cdot W_m = 127476/155570 \cdot 10^6$ sein. Die zur Zersetzung von 1 mg Wasser in einer Secunde erforderliche Intensität beträgt nach Weber in elektromagnetischem Maasse $106^2/_3$, also in mechanischem Maasse $I_{ew} = 106^2/_3 \cdot 155570 \cdot 10^6$. Dieser Werth entspricht zugleich der Quantität $q$ an positiver und an negativer Elektricität, welche nach den Vorstellungen von Weber in einem Doppelstrome durch die metallischen Theile der Leitung in der Secunde hindurchgeht. Im Wasser selbst soll nach denselben Vorstellungen nicht ein Doppelstrom fliessen, sondern die in 1 mg Wasser

Die Intensitäten $I$, elektromotorischen Kräfte $E$ und Widerstände $W$, ebenso die Einheiten $(I)$, $(E)$, $(W)$ derselben sind wie oben mit den Indices $m, d, e, ew$ bezeichnet, wenn sie in elektromagnetischem, elektrodynamischem, elektrostatisch-mechanischem Maasse und in dem Maasse von W. Weber gemessen sind.

Constanten.

$$I_m = \frac{1}{\sqrt{2}} I_d = \frac{1}{v} I_e = \frac{2\sqrt{2}}{C} I_{ew}$$

$$E_m = \sqrt{2} E_d = v E_e = \frac{C}{2\sqrt{2}} E_{ew}$$

$$W_m = 2 W_d = v^2 W_e = \frac{C^2}{8} W_{ew}.$$

Einheiten.

$$(I_m) = \sqrt{2}\,(I_d) = v\,(I_e) = \frac{C}{2\sqrt{2}}\,(I_{ew})$$

$$(E_m) = \frac{1}{\sqrt{2}}\,(E_d) = \frac{(E_e)}{v} = \frac{2\sqrt{2}}{C}\,(E_{ew})$$

$$(W_m) = \frac{1}{2}\,(W_d) = \frac{(W_e)}{v^2} = \frac{8}{C^2}\,(W_{ew}).$$

$$v = 30\,.\,10^9\,\text{cm/sec} \qquad C = 440\,010\,.\,10^6\,\text{mm/sec}.$$

1397 Bereits an verschiedenen Stellen dieses Werkes haben wir die Dimensionen der elektromagnetischen, elektrodynamischen und elektrostatischen Einheiten der Elektricitätsmenge, der Constanten des Stromes und der im Gebiete des Magnetismus vorkommenden Grössen erwähnt. Wir wollen sie hier noch einmal zusammenstellen und die Werthe nach den einzelnen Systemen mit den Indices $m$ (elektromagnetisch), $d$ (elektrodynamisch), $e$ (elektrostatisch) bezeichnen.

---

enthaltenen Sauerstoffatome, welche mit der Elektricität $-2q$ geladen sind, geben an die positive Elektrode $-1q$ ab, welches in derselben weiter strömt, während sich das in der Elektrode ankommende $+1q$ mit dem übrig bleibenden $-1q$ des Sauerstoffs neutralisirt. Ebenso enthielte der Wasserstoff in 1 mg Wasser $+2q$ (vergl. Bd. II, §. 1043). Die elektromotorische Kraft, welche erforderlich ist, um an den beiden Enden des 1 mm langen Wasserfadens wirkend, einen Strom von der Intensität $I_{ew}$ zu erzeugen, ist hiernach

$$E_{ew} = I_{ew}\,.\,W_{ew} = \frac{106^2/_3\,.\,127\,476}{155\,570}.$$

Die Kraft, mit welcher also diese elektromotorische Kraft auf die im Wasserstoff oder im Sauerstoff enthaltene Elektricität $2q$ wirkt, ist

$$2q E_{ew} = 2\,.\,(106^2/_3)^2\,.\,127\,476\,.\,10^6.$$

Denkt man sich den einen dieser Stoffe fest, so würde durch diese Kraft der andere mit der Geschwindigkeit von 1 mm in der Secunde fortgetrieben.

### 1. Elektromagnetisches System.

| | |
|---|---|
| Magnetische Masse $m_m$ . . . . . . . . . . . . . . | $[L^{3/2} \; M^{1/2} \; T^{-1}]$ |
| Magnetisches Moment $M_m$ . . . . . . . . . . . . | $[L^{5/2} \; M^{1/2} \; T^{-1}]$ |
| Magnetische Kraft $H_m$ . . . . . . . . . . . . . | $[L^{-1/2} \; M^{1/2} \; T^{-1}]$ |
| Potentialfunction $P$ auf ein magnetisches Theilchen | $[L^{1/2} \; M^{1/2} \; T^{-1}]$ |
| Elektromotorische Kraft $E_m$ . . . . . . . . . . . | $[L^{3/2} \; M^{1/2} \; T^{-2}]$ |
| Widerstand $W_m$ . . . . . . . . . . . . . . . . | $[L \; T^{-1}]$ |
| Specifischer Widerstand $\varrho_m$ . . . . . . . . . . . | $[L^2 \; T^{-1}]$ |
| Intensität $I_m$ . . . . . . . . . . . . . . . . . | $[L^{1/2} \; M^{1/2} \; T^{-1}]$ |
| Stromesdichtigkeit $\delta_m$ . . . . . . . . . . . . . | $[L^{-3/2} \; M^{1/2} \; T^{-1}]$ |

Ueber die Dimensionen von $m_m$, $M_m$ und $H_m$ siehe Bd. III, §. 230. Die Dimension der Potentialfunction ist die Dimension von $m_m$, dividirt durch eine Länge $L$. Die Dimension des specifischen Widerstandes $\varrho$ folgt daraus, dass er der Widerstand der Längeneinheit beim Querschnitt Eins ist. Ist also die Länge des untersuchten Drahtes vom Widerstande $W_m$ gleich $l$, der Querschnitt $q$, so ist $\varrho = W_m . q / l$, also Dim. $\varrho =$ Dim. $W_m . L$. Die Stromesdichtigkeit $\delta$ ist $I_m$, dividirt durch den Querschnitt $q$, also Dim. $\delta =$ Dim. $I_m / L^2$.

### 2. Elektrodynamisches System.

Die Dimensionen sind dieselben, wie im elektromagnetischen System.

### 3. Elektrostatisches System.

| | |
|---|---|
| Elektricitätsmenge $e_e$ . . . . . . . . | $[L^{3/2} \; M^{1/2} \; T^{-1}]$ |
| Elektromotorische Kraft $E_e$. . . . . | $[L^{1/2} \; M^{1/2} \; T^{-1}]$ |
| Widerstand $W_e$ . . . . . . . . . . | $[L^{-1} \; T]$ |
| Specifischer Widerstand $\varrho_e$ . . . . . | $[T]$ |
| Intensität $I_e$ . . . . . . . . . . . | $[L^{3/2} \; M^{1/2} \; T^{-2}]$ |
| Stromesdichtigkeit $\delta_e$ . . . . . . . | $[L^{-1/2} M^{1/2} \; T^{-2}]$ |
| Capacität $C_e$. . . . . . . . . . . | $[L]$ |

Die Dimensionen des specifischen Widerstandes und der Stromesdichtigkeit folgen wie oben im elektromagnetischen System; diejenige der Capacität folgt daraus, dass letztere gleich der Elektricitätsmenge in einem Körper, dividirt durch die dieselbe liefernde elektromotorische Kraft ist, also Dim. $C_e =$ Dim. $e_e$ / Dim. $E_e$.

1398 Bei den bisher erwähnten Grössen, welche theils nur dem elektromagnetischen oder elektrodynamischen, theils nur dem elektrostatischen System angehören, bieten sich nach den bisherigen Anschauungen für die Bestimmung der Dimensionen keine Zweifel. Anders ist es bei den Grössen, welche speciell dem einen System angehören und in den Einheiten des anderen gemessen werden, wie z. B. bei der Messung der

Quantität der Elektricität im elektromagnetischen oder der Quantität des Magnetismus im elektrostatischen System. Dabei kommt es darauf an, welche Wechselwirkung der Elektricität und des Magnetismus zu Grunde gelegt wird.

Die Quantität der Elektricität $e_m$ im elektromagnetischen Maasse, welche von einem Strome $I_m$ in der Zeit $T$ durch den Querschnitt der Leitung geführt wird, ist nach Maxwell $I_m T$, also ist

$$\text{Dim.}\, e_m = \text{Dim.}\, I_m T = [L^{1/2} M^{1/2}].$$

Die Dimensionen der Capacität $C_m$ in elektromagnetischem Maasse ist gleich $\text{Dim.}\, e_m / \text{Dim.}\, E_m$, also

$$[C_m] = [L^{-1} T^2].$$

1399 Umgekehrt lässt sich die Quantität $m_e$ des Magnetismus in elektrostatischem Maasse folgendermaassen in verschiedener Weise entwickeln.

Maxwell betrachtet hierzu die Wirkung eines Stromes von der Länge $\lambda$ und der Intensität $I_m$ auf einen Magnetpol $m_m$. Die auf letzteren in der Entfernung $r$ wirkende Kraft $K$ ist bei Messung in elektromagnetischem Maasse erfahrungsgemäss

$$K = \frac{m_m I_m \lambda}{r^2},$$

woraus, da die Dimensionen von $m_m$ gleich $[L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}]$ bekannt ist, auch die von $I_m$ zu $[L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}]$ folgt, wie oben.

Wird die Stromintensität in elektrostatischem Maasse gemessen als $I_e$, so tritt an Stelle von $I_m$ der Werth $v I_m$. Ist dann der Pol in elektrostatischem Maasse gleich $m_e$, so folgt die Kraft

$$K = \frac{m_e I_m v \lambda}{r^2},$$

also die Dimension von $m_e$ gleich $[L^{1/2} M^{1/2}]$ [1]).

Dieselbe Dimension ergiebt sich, wenn man die Arbeit betrachtet, welche beim Durchgange eines Magnetpoles durch einen geschlossenen Stromkreis und bei der Rückkehr bis zu seinem Ausgangspunkte geleistet wird. Ist der Strom unendlich lang, hat er die Intensität $I$, befindet sich der Pol im Abstande $r$ davon, so ist die auf denselben ausgeübte Kraft $F = 2\, m I / r$ und die Arbeit bei einem Umgange des Poles bei constant bleibendem Abstande $4 \pi m I$. Die Dimension von $m I$ ist also diejenige einer Arbeit, d. h. $[L^2 M T^{-2}]$. Diese Beziehung muss für alle Maasssysteme gelten. Da nun in elektrostatischem System die Dimension von $I_e$ wie oben gleich $[L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}]$ ist, so folgt in demselben System die

$$\text{Dim.}\, m_e = [L^{1/2} M^{1/2}].$$

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. [5] 13, p. 427, 1882*, vergl. auch Larmor, ibid. p. 429*.

**1400** Die Dimensionen von $e_m$ und $m_e$ sind also nach Maxwell die gleichen, was sich damit verträgt, dass die Menge des Magnetismus gewissermaassen, wie früher, als ein besonderes Agens, analog der Elektricitätsmenge aufgefasst werden könnte. Dem entsprechend ist zu der Ableitung das rein empirische Resultat in Betreff der von einem Strome auf einen einzelnen Magnetpol ausgeübten Kraft, resp. der Arbeitsleistung bei Bewegung desselben herbeigezogen, während indess der Begriff vom freien Magnetismus, resp. von einem Magnetpol immer nur eine Abstraction von der Wirkung eines ganzen Magnets nach aussen ist.

Zu beachten ist, dass, wenn man nach diesen Formeln die Anziehung zweier elektrischer und magnetischer Massen in der Entfernung $r$ berechnet, die Kraft $K = m m_1 / r^2$, resp. $K_0 = e e_1 / r^2$, die Dimension $L^{-1} M$ und nicht $L M T^{-2}$ erhält, wie sich direct ergiebt.

**1401** Clausius[1]) betont deshalb, dass die Kraft zwischen Strom und Magnetpol nur eine rein elektrodynamische ist, also nicht auf das elektrostatische System übertragen werden darf. Er folgt aus diesem Grunde den fundamentalen Beziehungen zwischen Magnetismus und galvanischem Strom, wonach ein geschlossener Strom durch einen Magnet, resp. zwei in einem bestimmten Abstande von einander befindlichen, mit Nord- und Südmagnetismus belegten Flächen ersetzt werden kann. Ist die Elektricitätsmenge, welche durch einen Leiter in einer Zeit $T$ fliesst, gleich $e$, so ist die in der Zeiteinheit hindurchfliessende gleich $e T^{-1}$. Schliesst der Strom eine Fläche ein, so ist die Dimension $[e L^2 T^{-1}]$. Sind die Magnetismen am Ende des den Strom ersetzenden Magnets $\pm m$, ihr Abstand $\varepsilon$, so ist hier die Dimension $[m L]$. Demnach muss

$$[m L] = [e L^2 T^{-1}]$$

sein, welche Beziehung für alle Maasssysteme gelten muss. Da nun die Dimension von $m_m$ und $e_e$ beide gleich $[L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}]$ sind, so folgt daraus

$$\text{Dim.}\, m_e = L^{5/2} M^{1/2} T^{-2}$$
$$\text{Dim.}\, e_m = L^{1/2} M^{1/2}.$$

Die Dimension der Elektricitätsmenge im elektromagnetischen System ist also dieselbe, wie nach der Ableitung von Maxwell; die Dimension der Magnetismusmenge $m_e$ im elektrostatischen System ist aber wesentlich von den Bestimmungen von Maxwell verschieden.

**1402** Berechnet man die zwischen zwei elektrischen oder zwei magnetischen Theilchen wirkende Kraft im elektrostatischen System, so ist die Dimension derselben $[e_e^2 L^{-2}]$ und $k [m_e^2 L^{-2}]$, worin $k$ eine noch zu bestimmende Grösse ist.

Um die Dimension dieser Grösse zu bestimmen, hat man zu beachten, dass die beiden vorstehenden Ausdrücke Kräfte darstellen, also von

[1]) Clausius, Wied. Ann. **16**, p. 529, 1882*.

gleicher Dimension sind. Daraus folgt, dass auch die Ausdrücke $[e_e^2]$ und $k[m_e^2]$ von gleicher Dimension sein müssen. Setzt man hierin für $e_e$ und $m_e$ die oben gegebenen Ausdrücke ein, so erhält man $[L^3 M T^{-2}]$ und $k[L^5 M T^{-4}]$, und wenn diese Ausdrücke von gleicher Dimension sein sollen, so muss $k$ von der Dimension $[L^{-2} T^2]$ sein, also von der Dimension des reciproken Werthes eines Geschwindigkeitsquadrates. Man kann also schreiben $k = 1/v^2$, worin $v$ eine Geschwindigkeit bedeutet. Diese zur Bestimmung von $k$ dienende Geschwindigkeit ist die kritische Geschwindigkeit. Der obige Ausdruck der Kraft für zwei nach elektrostatischem Maasse gemessene Magnetismuseinheiten lässt sich hiernach so schreiben:

$$v^{-2}[m_e^2 L^{-2}].$$

Nach **Maxwell** würde man diesen Kraftausdruck zu schreiben haben:

$$v^2[m_e^2 L^{-2}].$$

Setzt man die Einheit der Geschwindigkeiten überhaupt gleich der kritischen Geschwindigkeit $v$, die Längeneinheit $\lambda$ gleich dem Wege, welchen ein Punkt in der Secunde mit der kritischen Geschwindigkeit durchläuft (30 Meridianquadranten), und wählt die Masseneinheit $\mu$ so, dass die Einheiten der Elektricitätsmenge und der Stromstärke gleiche Werthe wie in dem praktischen Systeme (§. 1297) annehmen, was geschieht, wenn $\mu \lambda = p q$, so werden die Einheiten in diesem „kritischen“ Maasssysteme:

$$[m_m] = \lambda^{3/2} \mu^{3/2} s^{-1} = \lambda / q \text{ Weber} \qquad [E_m] = \lambda^{3/2} \mu^{1/2} s^{-2} = \lambda / q \text{ Volt}$$
$$[e_m] = \lambda^{1/2} \mu^{1/2} = 1 \text{ Coulomb} \qquad [R_m] = \lambda s^{-1} = \lambda / q \text{ Ohm}$$
$$[i_m] = \lambda^{1/2} \mu^{1/2} s^{-1} = 1 \text{ Ampère} \qquad [C_m] = \lambda^{-1} s^2 = q / \lambda \text{ Farad.}$$

**1403** Der Grund der verschiedenen Resultate in Betreff der Bestimmung der Dimensionen liegt eben darin, dass wir das Wesen der Elektricität und des Magnetismus noch nicht kennen und somit die eine oder andere Kraftäusserung derselben als Basis für unsere Betrachtungen wählen und, wie oben bereits erwähnt, den Magnetismus einmal als ein besonderes Agens ansehen können, auf welches der Strom nach empirischen Gesetzen wirkt, oder auch nach den gegenwärtigen Anschauungen den Magnet als einen von Molecularströmen durchflossenen Körper, welcher also durch letztere direct dargestellt wird.

Es handelt sich demnach wesentlich darum, welche Wirkungen auf beiden Gebieten man als gleich, oder auch als einander proportional, d. h. durch einen Factor von gewissen Dimensionen von einander unterschieden ansehen will [1]). Dass dabei, wenn das umgebende Medium magne-

---

[1]) So will z. B. Volkmann (Wied. Ann. **16**, p. 485, 1882*) die Dimension der Stromintensität als die einer Masse definiren.

tisch polarisirbar ist, die Wechselwirkungen noch mit einem Factor zu multipliciren sind, ist von vornherein klar[1]).

---

[1]) Siehe hierüber die Erörterungen von von Helmholtz, Wied. Ann. 17 p. 42, 1882* und die Erwiderungen von Clausius gegen die Bemerkungen englischer Physiker, Phil. Mag. [5] 14, p. 124, 1882* und gegen von Helmholtz, Wied. Ann. 17, p. 713, 1882* und weitere Discussionen zwischen Mercadier und Vaschy, Compt. rend. 96, p. 118, 250, 334*, und M. Lévy, ibid. p. 248, 430*, siehe auch Everett, Phil. Mag. [5] 13, p. 376, 431, 1882*, Wead, ibid. p. 530*, Lodge, Phil. Mag. [5] 14, p. 357*, Sargent, ibid. p. 395, 1882*, Volkmann, Wied. Ann. 21, p. 518, 1884*.

IX.

# THEORETISCHES SCHLUSSCAPITEL.

---

## Erstes Capitel.

# Hypothetische Ansichten über das Wesen und die Wirkungsweise der Elektricität.

---

Zur Begründung zunächst der elektrostatischen Erscheinungen hat man, analog wie in der Lehre von der Wärme und dem Magnetismus, die Hypothese aufgestellt, dass dieselben durch Verbindung der Körper mit gewissen schwerelosen Fluidis bedingt wären. Um dabei die Anziehung an einander geriebener Körper, welche bei grosser Annäherung derselben event. unter Erscheinung eines Funkens verschwindet, zu erklären, nahm man eine Art elektrischen Gegensatzes in ihnen an, welcher sich bei letzterem Process neutralisirt. So kam man auf die Hypothese von zweien Elektricitäten, einer positiven und einer negativen, welche sich bei der Reibung heterogener Körper stets in gleicher „Menge" in denselben vertheilen, sonst aber in jeder Beziehung sich völlig gleich verhalten, so dass die durch die Reibung gleichzeitig erzeugten positiven und negativen Elektricitäten bei Vertheilung auf ganz gleiche Körper ganz gleiche Anziehungen und Abstossungen nach aussen ausüben, welche nach dem umgekehrten Quadrate der Entfernung der in jedem Elemente der Körper vorhandenen Elektricitäten stattfinden[1]). Da diese Erscheinungen bei gleicher Entfernung der Elemente von einander in verschiedener Stärke auftreten können, nahm man an, dass sie von den „Quantitäten" Elektricität abhängig und dem Product der in den auf einander wirkenden Körpern vorhandenen Quantitäten derselben proportional wären. **1404**

Es lag ferner nahe anzunehmen, dass in jedem Körper im unelektrischen Zustande ebenfalls die beiden Elektricitäten in gleicher Menge und in gleicher Vertheilung vorhanden, zu „Nullelektricität" vereint wären und durch äussere elektrische Einflüsse in Mengen, die der von **1405**

---

[1]) In Betreff der abweichenden Hypothese von Mach u. Doubrava s. Bd. IV, §. 778.

aussen wirkenden Kraft proportional wären, von einander getrennt würden.

In den leitenden Körpern würden sich diese getrennten Elektricitäten sofort durch ihre ganze Masse entsprechend ihren Anziehungs- und Abstossungserscheinungen vertheilen, in den Nichtleitern nur in den einzelnen Molecülen, zwischen denen sie event. allmählich übergingen.

1406 Dieser in ihren Grundzügen zuerst von Symmer[1]) im Jahre 1759 aufgestellten dualistischen Hypothese steht die von Franklin[2]) im Jahre 1747 vertretene unitarische Hypothese gegenüber.

Nach derselben enthält jedes Körpermolecül im unelektrischen Zustande eine gewisse Menge natürlicher, z. B. positiver Elektricität. Wird dieselbe um ein bestimmtes Quantum vermehrt, so erweist es sich als positiv, wird sie um eben so viel vermindert, als gleich stark negativ elektrisch. Werden zwei gleiche, auf diese Art gleich stark positiv und negativ elektrisirte Körper an einander gelegt, so fliesst ein Theil der Elektricität schneller oder langsamer von dem positiven zum anderen über und der unelektrische Gleichgewichtszustand ist wieder hergestellt.

1407 Die Vertheilung der Elektricitäten in einem Körper $B$ durch Influenz von Seiten eines genäherten positiven Körpers $A$ beruht nach dieser Ansicht darauf, dass die positive Elektricität von $A$ die natürliche Elektricität von $B$ gegen das von $A$ abgewendete Ende desselben zurückstösst, so dass dieses letztere stärker, also positiv, das $A$ zugewendete Ende schwächer als im natürlichen Zustande, d. h. negativ geladen erscheint. — Um die Influenz durch einen negativ elektrisirten Körper $A$ zu erklären, müsste man annehmen, dass die Verminderung der Dichtigkeit der natürlichen Elektricität in $A$ eine Verminderung der Abstossung derselben gegen die natürliche Elektricität des influenzirten Körpers $B$ bedingte, welche sich somit zu den $A$ zugelegenen Stellen von $B$ hinbegäbe.

1408 Hierdurch würde also eine Abstossung der Elektricitätsmengen statuirt, welche im natürlichen Zustande zweier neben einander befindlicher Körper durch die gleich starke Elektrisirung der Umgebung derselben compensirt würde. Bei stärkerer (also positiver) Ladung stossen sich die elektrischen Atmosphären der Körper ab; sind die Körper negativ, d. h. eines Theils ihrer natürlichen Elektricität beraubt, so sollen sie von der dichteren Flüssigkeit in der angrenzenden Atmosphäre oder in anderen benachbarten Körpern angezogen werden und sich deshalb von einander

---

[1]) Symmer, Phil. Trans. **57**, p. 458, auch **51**, p. 389, 1759*. Priestley, Gesch. d. El., deutsch p. 166 u. flgde. — [2]) Franklin, Erster Aufsatz, Philadelphia d. d. 1. Juni 1747*. Schon früher hatte Watson (Phil. Trans. **44**, p. 739*, **45**, p. 93, 101, 1747*) Versuche über die Elektricität „im Mehreren und im Wenigeren" angestellt.

entfernen. Bei der Annäherung ungleich elektrisirter Körper soll sich das Gleichgewicht auf alle Weise herzustellen suchen.

1409 Schon Wilke[1]) hat die Schwächen dieser, übrigens auch von Franklin mit grosser Vorsicht aufgestellten Hypothese erkannt. Jedenfalls muss man neben der Wechselwirkung der Elektricitätsmassen auf einander auch die der Körpermolecüle und die der ersteren auf letztere ins Auge fassen. Man kann annehmen, da die Elektricität aus den elektrisirten Körpern nicht ohne Weiteres entweicht, dass die letzterwähnte Wirkung in einer Anziehung der Elektricität durch die Körpermolecüle besteht.

Es seien nach Aepinus[2]) im natürlichen Zustande zwei Massen $m_1$ und $m_2$ mit den Elektricitätsmengen $e_1$ und $e_2$ geladen, die Abstossung von $e_1$ auf $e_2$ sei $r$, die Anziehung von $m_1$ auf $e_2$ sei $-a$, die von $m_2$ auf $e_1$ sei $-b$, die Wechselwirkung von $m_1$ und $m_2$ sei $x$. Da die beiden Massen in Ruhe bleiben, so ist

$$r - a - b + x = 0.$$

Da ferner ein natürlicher ungeladener Körper bei Annäherung eines eben solchen Körpers sich nicht elektrisirt, muss die Summe der Einwirkungen $r - a = 0$, also $x = b$ sein. Danach müssten sich die Körpermassen gegenseitig abstossen, was den allgemeinen Annahmen nach Newton entspricht. Würde man aber bei Gleichheit der Massen die Abstossung der Molecüle etwas kleiner nehmen als ihre Anziehung durch die Elektricitäten oder die wechselseitige Abstossung der letzteren, so bliebe ein Ueberschuss der Anziehung übrig, welcher dem Gravitationsgesetze entsprechen könnte[3]).

---

[1]) Wilke, Disputat. de electr. contr. p. 65, 1757. — [2]) Aepinus, Tentamen theoriae electr. p. 36, 1759*. — [3]) Mossotti, s. Zöllner, Erklärung der universellen Gravitation aus der statischen Wirkung der Elektricität u. s. f. Leipzig 1882*. — Eine solche Beziehung der elektrischen Kräfte zur allgemeinen Gravitation ist namentlich von Zöllner (l. c.) hervorgehoben worden. Nimmt man nach W. Weber (ibid. p. 67) an, dass ein ponderables Molecül aus einem Molecül positiver $(+e)$ und einem Molecül negativer Elektricität $(-e)$ bestehe, ein anderes Molecül die Elektricitäten $\pm e^1$ enthalte, welche gleiche Abstossungskräfte gegen ebensolche Molecüle ausüben, dass aber die Anziehungskräfte ungleichartiger elektrischer Molecüle im Verhältnisse von $1:\mu$ grösser seien, als jene Abstossungskräfte, auch die Masse der negativen Theilchen etwa $\alpha$ mal so gross sei, als die der positiven, so folgt aus dem Weber'schen Gesetze (s. w. u.) die Gesammtwirkung der vier zusammen thätigen Kräfte gleich einer etwa der Gravitation entsprechenden Anziehung:

$$A = -2\,\frac{\mu - 1}{(1+\alpha)^2}\,\frac{ee^1}{r^2}\left(1 - \frac{1}{c^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{2r}{c}\,\frac{d^2r}{dt^2}\right),$$

wo $r$ der Abstand der Theilchen, $c$ die Lichtgeschwindigkeit ist. Aus dieser Formel lässt sich die Beschleunigung und Geschwindigkeit jedes einzelnen Theilchens berechnen. Ruhen die Theilchen, so wird $A_0 = 2(\mu - 1)\,e e^1/(1+\alpha)^2 r^2$. — Es ist aber durchaus nicht nachgewiesen, dass sich ungleichnamige Elektricitäten in anderem Verhältnisse anziehen, wie sich gleiche Mengen gleichnamiger Elektricitäten abstossen.

1410 Die Franklin'sche unitarische Theorie ist demnach nicht ohne Weiteres an Stelle der Symmer'schen dualistischen Theorie zu setzen.

So unwahrscheinlich nun auch von vornherein die Existenz zweier entgegengesetzter elektrischer Fluida ist, so hat man sich doch bis in die Jetztzeit hinein noch nicht vollständig von der Annahme derselben lossagen können, da sie die elektrischen Erscheinungen innerhalb weiter Grenzen zu begründen gestattet.

Wir sind ihr dementsprechend auch in dem vorligenden Werke gefolgt und haben daraus zunächst die Phänomene der Elektrostatik sowie das Verhalten der Leiter und Nichtleiter bei Einwirkung äusserer elektrischer Kräfte entwickelt.

1411 Aus dem Princip, dass stets gleiche Quantitäten positiver und negativer Elektricität auftreten, resp. dass die Summe aller gleichzeitigen Aenderungen der elektrischen Ladungen Null ist, lassen sich nach Lippmann[1]) einige allgemeine Sätze ableiten.

Ist $x$ das Potential eines elektrisirten Körpers, $y$ seine Capacität oder eine Temperatur, eine Länge, ein Druck, wovon die Capacität abhängt, $e$ die dem Körper ertheilte Elektricität, so ist, wenn $x$ und $y$ um $dx$ und $dy$ wachsen:

$$de = P dx + Q dy \quad \text{. . . . . . . . . 1)}$$

wo $P$ und $Q$ Functionen von $x$ und $y$ sind. Entsprechend dem obigen Princip muss $de$ ein vollständiges Differential sein, also:

$$\frac{\partial P}{d y} = \frac{\partial Q}{d x} \quad \text{. . . . . . . . . . . 2)}$$

In der That, nimmt man alle Veränderungen der entgegengesetzten Ladungen $a$ und $b$ in zwei Theilen $A$ und $B$ des vorhandenen Körpersystems und durchläuft $A$ einen Kreisprocess, so dass der Anfangs- und Endzustand gleich sind, so ist $a = 0$, und da nach dem Princip $a + b = 0$, auch $b = 0$, oder $\int de = 0$, was nur unter obiger Bedingung der Fall sein kann.

Wird z. B. ein Condensator, dessen eine Platte $A$ isolirt geladen und dessen andere $B$ abgeleitet ist, in Luft von verschiedenem Druck gebracht, so wird bei Vermehrung des Druckes die Capacität des Condensators $D$ mal grösser, wenn $D$ die Dielektricitätsconstante der Luft bei dem höheren Drucke gegen die bei niederem Drucke gleich Eins ist. Entsprechend nimmt die Quantität der freien Elektricität in $A$ ab. $D$ ist dem Drucke $p$ proportional und ändert sich für verschiedene Gase.

Ist in diesem Falle $y$ der Druck $p$, $x$ wie vorher das Potential in $A$, so wird:

$$de = c dx + h dp \quad \text{. . . . . . . . . 3)}$$

[1]) Lippmann, Compt. rend. **92**, p. 1049, 1149, 1881*; Beibl. **5**, p. 603*, vergl. auch Silvanus M. Thompson, Phil. Mag. [5] **12**, p. 13, 1881*; Beibl. **5**, p. 875*.

wo $c$ die Capacität, $h$ ein positiver Coefficient, $dc$ der Zuwachs der Ladung des Condensators ist, und entsprechend dem Princip:

$$\frac{dc}{dp} = \frac{dh}{dx} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 4)$$

Zu dieser Gleichung ist die dem Princip von der Erhaltung der Energie entsprechende beizufügen. Wird bei der Druckveränderung im Apparate das Volumen der Luft um $dv$ geändert, ist $dE$ die Aenderung der Energie, so kann man $dE = pdv - xdc$ setzen. Wird $dv$ als Function von $x$ und $p$ geschrieben, also $dv = \alpha dx + \beta dp$, wo $\alpha$ ein beliebiger, $\beta$ ein von $p$ und vielleicht von $x$ abhängiger Coefficient ist, so ist $d\alpha/dp = d\beta/dx$. Wird $dv$ in $dE$ eingeführt und dann die Bedingung entwickelt, dass $dE$ ein vollständiges Differential sein muss, so wird $\partial(ap - cx)/\partial p = \partial(bp - hx)/\partial x$, und in Folge der Gleichungen 3) und 2):

$$\alpha = -h.$$

Wird also bei constantem Druck die Platte $A$ stärker elektrisirt, so muss sich das Gas zusammenziehen. Diese Erscheinung ist von Quincke bei Kohlensäure beobachtet worden.

Nach Boltzmann ist $D = 1 + \gamma p = n^2$, wo $\gamma$ eine specifische Constante für das Gas, $n$ der Brechungsindex. Danach wäre die elektrische Zusammenziehung des Gases $\varDelta v = -\frac{1}{2}\gamma c_0 x^2$, wo $c_0$ die Capacität des Condensators im Vacuum ist. Ferner folgt $(n^2 - 1)/p = \gamma$. Der Coefficient der Contraction ist also gleich dem Brechungsvermögen.

Aehnliche Berechnungen lassen sich für die Contraction einer Leydener Flasche bei der Ladung, die dabei erfolgende Compression hemiëdrischer Krystalle, die Pyroelektricität bei Druck ausführen. Danach wächst die Dielektricitätsconstante des Glases durch Zug; die Krystalle mit nicht deckbarer Hemiëdrie ändern ihre Gestalt unter elektrischem Einfluss, oft entgegengesetzt der Wirkung der elektrischen Anziehung; pyroelektrische Krystalle erwärmen oder erkälten sich bei Annäherung eines positiv oder negativ elektrischen Körpers. — Diese nachher auch experimentell bestätigten Erscheinungen sind die Umkehrungen der bereits beobachteten ursprünglichen. Stets ist das umgekehrte Phänomen in dem Sinne gerichtet, dass es der Erzeugung des ursprünglichen entgegenzuwirken strebt.

**1412** Schon früher haben wir angegeben, auf welche Weise die in einem Körpersystem verbundenen entgegengesetzten Elektricitäten geschieden werden können. Beim Contact von Leitern oder Nichtleitern kann dies durch eine ungleiche Anziehung der einander berührenden Körper auf die beiden Elektricitäten vor sich gehen, wodurch sowohl die Volta'schen Fundamentalversuche, als auch die Erscheinungen der Reibungselektricität erklärt werden können; bei welchen letzteren zur fortdauernden Erzeugung von Elektricität eine fortdauernde äussere Arbeit für die Trennung der beim Contact geladenen Körper verwendet werden muss. In den Hydroketten

wird diese Arbeitsleistung durch die chemische Verbindung der mit Elektricität geladenen Ionen der Erregerflüssigkeit mit den Elektroden und unter einander geliefert. Bei den thermoelektrischen Strömen verrichtet die der Contactstelle zugeführte Wärme die Arbeit, wenngleich das Wesen des Phänomens noch nicht feststeht. Endlich bedingt bei der Influenz die veränderte Vertheilung der Elektricitäten, welche z. B. mit Wärmeproduction verknüpft ist, eine Arbeit, sowie bei der Erzeugung von Inductionsströmen die Wechselwirkung der erregten Ströme und der inducirenden Ströme oder Magnete eine der Arbeitsleistung im inducirten Kreise gleiche Arbeit.

Auf diese Punkte brauchen wir hier nicht noch einmal näher einzugehen. Wir behandeln nur noch das für die theoretische Betrachtung Erforderliche.

1413 Wirkt eine elektrische Scheidungskraft auf einen Körper, so kann, wie wir schon früher erwähnt haben, je nach der Beschaffenheit desselben, die Elektricitätsvertheilung in verschiedener Art vor sich gehen.

In einem vollkommenen Nichtleiter werden die Elektricitäten nur in jedem einzelnen Molecüle geschieden. Wirkt die Kraft auf alle Molecüle gleich stark und in gleicher Richtung, so heben sich die Wirkungen der an beiden Seiten je zweier benachbarter Molecüle angehäuften Elektricitäten auf, und nur an den Enden des Nichtleiters erscheint eine Ladung. Hierbei erreicht sie ein Maximum; ein eigentlicher Strom entsteht nur bei Aenderung dieser Vertheilung, sonst wird keine Arbeit geleistet, sondern nur eine Spannung (potentielle Energie), ähnlich wie in einem vollkommen elastischen Körper, dessen Gestalt geändert wird. Beim Aufhören der Scheidungskraft treten die Elektricitäten wieder zusammen, in ähnlicher Weise, wie ein vollkommen elastischer Körper nach Aufhebung der wirkenden Kräfte seine Gestalt wieder annimmt.

Derartige vollkommene Nichtleiter existiren indess nicht. In allen Körpern vergeht eine gewisse Zeit, bis bei Einwirkung der elektromotorischen Kraft die elektrische Vertheilung eine bestimmte Grösse erreicht, und ebenso vergeht eine Zeit, wenn jene Kraft aufhört, bis die Molecüle sich depolarisiren. Wird daher die auf der Oberfläche des Nichtleiters angehäufte Elektricität entfernt, so erscheint dieselbe durch die Wirkung der inneren, noch polarisirten Molecüle von Neuem. Diese Erscheinung bezeichnet man mit dem Namen „Elektrische Absorption“.

Dieses Verhalten ist dem eines elastischen Körpers, dessen Theile eine gewisse innere Reibung besitzen, analog, wo die Molecüle auch erst allmählich bei Einwirkung einer äusseren Kraft ihre geänderte Lage annehmen und dieselbe nach Aufhebung jener Kraft in Folge der elastischen Nachwirkung auch nur allmählich gegen die frühere vertauschen.

Endlich findet noch zwischen den durch eine äussere elektrische Scheidungskraft polarisirten Molecülen eine allmähliche Ausgleichung der einander benachbarten, entgegengesetzten Elektricitäten statt, die

innere Ladung verschwindet und der Körper behält nur an seinen Enden Ladung bei. Dies ist der Vorgang der Leitung, welcher bei den vollkommenen Leitern sehr schnell vor sich geht. Dieser Elektricitätsbewegung steht ein gewisser Widerstand entgegen, in Folge dessen die Elektricitäten die ihnen durch die äussere Kraft ertheilten Geschwindigkeiten verlieren, am Ende des Leiters zur Ruhe kommen und ihre verlorene Bewegung in Wärme, chemische Zersetzung (wenn der Leiter ein Elektrolyt ist), mechanische Wirkungen umsetzen. Wird die elektrische Scheidungskraft entfernt, so gleichen sich die nach den Enden des Leiters getriebenen Elektricitäten durch einen Rückstrom wieder in demselben aus und verrichten dabei in Folge des Widerstandes von Neuem eine Arbeit unter Verlust ihrer Bewegung.

Es wird also durch die elektrische Scheidungskraft eine doppelte Wirkung ausgeübt:

Einmal wird in Folge der entstehenden elektrischen Strömung eine wirkliche Arbeit verrichtet;

sodann wird in Folge der elektrischen Vertheilung eine Spannkraft (potentielle Energie) erzeugt, welche wiederum bei ihrem Verschwinden eine Arbeit verrichten kann.

Wir betrachten vorläufig nur die Bewegung der Elektricitäten in relativ guten Leitern. **1414**

Ist die Differenz des Potentials der äusseren elektrischen Kräfte an den Enden des Längenelementes $dl$ eines Leiters gleich $dV$, ist sein Querschnitt $dw$, seine specifische Leitungsfähigkeit $\lambda$, so ist die in der Zeiteinheit durch den Querschnitt geführte Elektricitätsmenge, also die Stromintensität nach Kirchhoff[1]) (vergl. Bd. I, §. 360):

$$i = -\lambda dw \cdot \frac{dV}{dl},$$

wie es das Ohm'sche Gesetz ergiebt.

Da die Scheidungskraft $dV/dl$ an allen Stellen des Querschnittes des Leiters, also auf alle in ihm vorhandenen Elektricitätstheilchen gleich stark wirkt, so müssen sich in Folge dessen alle diese Theilchen im Strome bewegen; die im Leiter bewegte Elektricitätsmenge bleibt bei verschiedenen Scheidungskräften dieselbe, und nur ihre Geschwindigkeit ändert sich.

In metallischen Leitern ist demnach die Quantität der in der Zeiteinheit durch den Querschnitt der Leiter geführten Elektricitäten proportional der Scheidungskraft, oder der an den Enden des Längenelementes des Leiters wirkenden elektromotorischen Kraft. Ferner ist sie proportional dem Querschnitte des Leiters und endlich abhängig, einmal von der Verzögerung, welche die Scheidung in den Molecülen verschiedener Stoffe erleidet, und sodann auch von der Grösse und dem Abstande

[1]) Kirchhoff, Pogg. Ann. 78, p. 506, 1849*.

der Molecüle, welche die geschiedenen Elektricitäten bei ihrer Vereinigung mit denen der Nachbaratome zu durchlaufen haben. Diese Bedingungen, welche die Beobachtung nicht trennen kann, bestimmen den Widerstand $r$, den umgekehrten Werth der Leitungsfähigkeit $k$ des betrachteten metallischen Leiters.

Bei den Elektrolyten treten ähnliche Verhältnisse ein, nur dass die Ionen mit den Elektricitäten sich bewegen und so auch das Verhältniss der Massen der Ionen zu den Elektricitätsmengen, mit denen sie beladen sind, sowie die mechanischen Widerstände, die sich ihrer Bewegung entgegenstellen, für die Geschwindigkeit ihrer Bewegung in Betracht kommen (vergl. Bd. II, §. 1049).

Wir haben schon Bd. II, §. 1047 angeführt, dass diese Betrachtung auf eine Schwierigkeit stösst, da, wenn sich die Elektricität zwischen den Molecülen der Metalle ausgleichen soll, ein bestimmtes endliches elektrisches Potential erforderlich wäre, um diese Ausgleichung zu bewirken, und wenn die Ionen der Elektrolyte mit einer endlichen Kraft an einander gebunden wären, ebenfalls eine endliche elektrische Potentialdifferenz nöthig wäre, um sie von einander zu reissen. Für letzteren Fall kann man die von Clausius aufgestellte, der neueren mechanischen Wärmetheorie entsprechende Annahme machen, dass die Ionen der Molecüle der Elektrolyte sich in Oscillationen befinden, die durch den Strom gerichtet werden.

**1415** Die in dem Schliessungskreise eines Stromes an jeder Stelle thätige elektrische Scheidungskraft wirkt dauernd, ertheilt also den Elektricitäten oder bei den Elektrolyten den mit ihnen verbundenen Ionen immer neue Anstösse, so dass sie sich mit zunehmender Geschwindigkeit bewegen müssten. Die Intensität des Stromes würde hierdurch zunehmen. Da sie indess bald nach Schliessung der Leitung constant wird, so muss die Zunahme an lebendiger Kraft, welche die Elektricitäten auf diese Weise erhalten, auf irgend eine Weise compensirt werden. In der That setzt sich die lebendige Kraft der Elektricitätsbewegung im Schliessungskreise vollständig in mechanische Arbeit, wie z. B. in eine Bewegung der Molecüle selbst, in Wärme um, und es bedarf einer fortdauernden Wirkung der Scheidungskraft, um den Elektricitäten neue Anstösse zu ertheilen. — Auf diese Weise kann die Geschwindigkeit der Elektricitätsbewegung, d. h. die Stromintensität, obgleich die elektromotorische Kraft dauernd wirkt, doch eine gewisse, dieser Kraft proportionale Grösse niemals überschreiten.

**1416** Wir haben schon §. 1381 angeführt, dass der Widerstand eines Körpers in elektrostatischem Maasse dem umgekehrten Werthe einer Geschwindigkeit, die Leitungsfähigkeit also direct einer Geschwindigkeit entspricht. In der That ist cet. par. die Elektricitätsmenge, welche durch den Querschnitt eines Leiters in der Zeiteinheit fliesst, dem Widerstande

umgekehrt proportional. In diesem Sinne konnte auch Riess bei den Versuchen über die Gesetze der Batterieentladung von einem „Verzögerungswerthe" der in die Schliessung eingeschalteten Leiter sprechen, welcher ihrem Widerstande proportional ist.

1417 Nehmen wir an, dass der specifische Widerstand $W$ (für die Einheit der Länge und des Querschnittes), welchen der Strom in einem Schliessungskreise findet, einer Kraft entspricht, welche bei der Geschwindigkeit Eins der Elektricitäten sich der Bewegung derselben entgegenstellt, ähnlich wie die Reibung der Bewegung eines mechanisch bewegten Körpers, und dass analog mit letzterer der Gesammtwiderstand der Geschwindigkeit der Bewegung, also der Stromintensität $i$ proportional ist, so ist in den ersten Zeiten der Schliessung die Aenderung der Stromintensität durch die Gleichung $P.di/dt = E - iW$ gegeben, welche mit der Bd. IV, §. 121 aufgestellten identisch ist. Ist der Strom constant geworden, so wird die elektromotorische Kraft gerade durch den Reibungswiderstand compensirt, also $E - iW = 0$. Diese Formel stellt das Ohm'sche Gesetz dar. Man drückt das eben besprochene Verhältniss auch wohl aus, indem man sagt, die Elektricität besitze keine Trägheit.

1418 Eine Entscheidung über diesen letzteren Punkt lässt sich bei der Betrachtung der Erscheinungen der Selbstinduction herbeiführen.

Ist $i$ die Stromintensität in einem linearen Stromkreise, $E$ die darin wirkende elektromotorische Kraft, $P$ das Potential des Leiters auf sich selbst, $r$ der Widerstand desselben und ist in demselben Moment die Stromintensität an allen Stellen des Kreises die gleiche, so wäre:

$$E i dt = i^2 r dt + \tfrac{1}{2} d (P i^2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

wenn die Elektricität keine träge Masse besässe. In gegentheiligem Falle würde zu der Formel noch das Glied $\frac{1}{2} d (m i^2)$ hinzuzufügen sein, wo $m$ eine Constante wäre, also:

$$i r = E - (P + m) \frac{di}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

Die Masse $m$ wirkt also wie eine Vermehrung des Potentials $P$, wie wenn letzteres $P^1 = P + m$ wäre. Die Integralintensität der Extraströme wäre also grösser als ohne die supponirte Trägheit der Elektricität [1]).

1419 Zur Prüfung, ob $P$ von $P^1$ verschieden ist, schaltete Lorenz [2]) in zwei auf einander folgende Zweige der Wheatstone'schen Drahtcombination selbstinducirende Spiralen oder Drähte ein. Die beiden anderen Zweige waren die beiden durch den zur Brücke führenden Contact getrennten Theile eines Messdrahtes. In die Brücke wurde ein Telephon

---

[1]) Hertz, Wied. Ann. 10, p. 414, 1880*. — [2]) L. Lorenz in Kopenhagen, Wied. Ann. 7, p. 161, 1879*.

eingefügt. Bei der Einstellung des Contactes, bis der Ton im Telephon verschwand, konnten die Constanten $C$ der selbstinducirenden Leiter in den ersten beiden Zweigen mit einander verglichen werden.

Gerade Drähte wurden hoch über dem Boden parallel neben einander aufgespannt; die Drahtrollen ($A$ 96 Windungen von 1 mm dickem übersponnenem Kupferdraht, Höhe 121 mm, und $B$ 76 Windungen von 1.3 mm dickem mit Guttapercha überzogenem Drahte, Höhe 216 mm) waren auf Glascylinder gewunden. Bei den Versuchen mit den geraden Drähten wichen die theoretisch berechneten Inductionsconstanten von den beobachteten nur um 0.6 Proc. ab. Die Vergleichung der Drahtrollen mit den gerade ausgespannten Drähten ergab freilich Werthe für die letzteren, welche 5 bis 6 Proc. kleiner als die berechneten waren. Doch kann man diese Abweichungen auf die inducirende Rückwirkung der Umgebung schieben.

Da die elektrodynamischen Constanten $C_1$ und $C_2$ der beiden Zweige sich wie ihre Widerstände $r_1$ und $r_2$ verhalten, also $r_1/r_2 = C_1/C_2$, so konnte auch, wenn $A$ eine Constante ist, $r_1/r_2 = (C_1 + A r_1)/(C_2 + A r_2)$ sein und der Werth $A$ der Beobachtung entgangen sein, so dass das neben dem Selbstpotential auftretende Glied dem Widerstande $al/q$, wo $a$ der specifische Widerstand, $l$ die Länge, $q$ der Querschnitt ist, proportional sein konnte.

Die Anwendung von Flüssigkeitswiderständen gab kein Resultat.

**1420** Deshalb wurden die Versuche von Feddersen über Flaschenentladungen (Bd. IV, §. 196 u. flgde.) wieder aufgenommen, wobei die Rotationsgeschwindigkeit des Spiegels (100 bis 200 Umdrehungen in der Secunde) durch die Zeichen einer über einer geschwärzten Messingscheibe oscillirenden Stimmgabel mit Schreibstift bestimmt, und eine Batterie von 9 Flaschen verwendet wurde. Die Entladung geschah zum geeigneten Zeitpunkte, ähnlich wie bei den Experimenten von Feddersen; auch wurden die Funken photographirt.

Zur Bestimmung der Capacität der Batterie wurden erst die Capacitäten ihrer Flaschen unter einander verglichen, indem sie mit einander verbunden geladen und dann einzeln durch ein Galvanometer entladen wurden. Darauf wurde die Capacität der Leydener Flaschen mit der zweier grossen Condensatoren mit cylindrischen oder planparallelen Platten verglichen, indem die Flaschen mit einem Torsionselektrometer verbunden und geladen und dann durch Verbindung mit dem einen oder anderen Condensator entladen und wieder die Ladung am Elektrometer bestimmt wurden.

Die berechneten Werthe der Oscillationsdauern entsprechen sehr nahe der Beobachtung; die ersteren sind etwas grösser als die beobachteten, entgegen dem Resultat der Feddersen'schen Versuche, wobei die beobachtete elektrodynamische Constante um 16 Proc. gegenüber der theoretisch berechneten zu gross ist. Vermuthlich wurde indess bei Be-

rechnung der Capacität der Batterie der letzteren durch Kirchhoff die Dielektricitätsconstante des Glases nicht richtig angenommen. Der Elektricität kann man nach diesen Versuchen keine Trägheit beilegen [1]).

**1421** Aehnliche Versuche hat Hertz [2]) angestellt.

In die diagonal gegenüberliegenden Zweige einer Wheatstone'schen Brücke wurden inducirende Drahtsysteme eingeschaltet, das Potential der anderen, aus dünnen, durch Glasröhren voll Wasser gezogenen Neusilberdrähten gebildeten Zweige wurde möglichst klein gemacht und der Widerstand aller vier Zweige so abgeglichen, dass ein constanter Strom die Nadel des Meyerstein'schen Galvanometers mit astatischem Nadelpaare in der Brücke (zur Erreichung des Maximums der Wirkung von möglichst geringem Widerstand) nicht ablenkte. Dann wurde der Strom der Kette im unverzweigten Theile der Leitung durch einen Commutator umgekehrt. Die Schwingungsdauer der Nadel betrug $T = 27,66$ Secunden. Da die Ausschläge zu gering waren, wurde innerhalb zweier Secunden im geeigneten Moment der Hauptstrom 20 mal umgewendet und zugleich die Verbindung mit dem Galvanometer. Die Extraströme kamen dabei zur völligen Entwickelung. Als selbstinducirende Systeme dienten zwei gleiche, doppelt umwundene 73,9 mm lange, aussen 83,6, innen 67,3 mm weite Spiralen. Bei anderen Versuchen wurde nur die eine Spirale ganz benutzt, von der anderen aber nur die eine Windungsreihe, während die ausgeschaltete Windungsreihe durch einen gleichen, nicht inducirenden Widerstand ersetzt wurde. Im letzten Falle wurde durch die frei gewordene Windungsreihe der Spirale der rechtzeitig umgeschaltete inducirende Strom geleitet, wodurch das Potential der beiden Windungsreihen der Spirale auf einander gemessen wurde.

Das Potential $P$ im ersten Falle (89 250 mm, bis auf 1200 mm genau) wurde direct berechnet, das Potential $P'$ im anderen Falle (37 840 000 mm) wurde durch Vergleichung mit dem Potential zweier gerader, auf dem Boden ausgespannter Drähte bestimmt.

Nach Correction in Bezug auf die Inductionswirkung der übrigen Theile der Brücke ergab die Beobachtung die Stärke des Extrastromes gleich $1,1476/T$, während aus der Berechnung $1,1351/T$ folgt. Die Differenz beträgt fast nur 1 Proc.

**1422** Bei weiteren Versuchen bestanden die Zweige der Brücke aus zwei ganz gleichen dünnen Neusilberdrähten, deren Extraströme sich aufhoben, aus einem in sich zusammengefalteten Draht von genau berechenbarem kleinem Potential und endlich aus einem aus zwei parallel neben einander laufenden Drähten gebildetes Rechteck von hartem, 0,4104 mm dickem

---

[1]) Siehe ebendaselbst Versuche über die Induction in geraden vom Strome durchflossenen Eisendrähten, wo die transversale Magnetisirung derselben mitwirkt. — [2]) Hertz, Wied. Ann. 10, p. 414, 1880*.

Kupferdraht und 7229 mm Länge und 946 mm Breite, durch dessen beide Theile der Strom in gleicher oder entgegengesetzter Richtung floss. Das Selbstpotential betrug in beiden Fällen 486 200 und 96 580 mm. Auch hier wich das berechnete Verhältniss der beiden Extraströme (5,330) von dem beobachteten (5,382) nur um $^1/_{250}$ ab. Dasselbe ergab sich, als zur Vermeidung des Einflusses von Temperaturschwankungen der dem inducirenden gegenübergestellte Zweig durch einen Widerstand von Gaskohle ersetzt wurde.

Demnach kann die Existenz einer trägen Masse der Elektricität aus diesen Versuchen nicht mit Sicherheit gefolgert werden. Die kinetische Energie der elektrischen Strömung von der Dichte Eins in einem kupfernen Leiter muss jedenfalls kleiner als 0,008 mg mm$^2$/sec$^2$ sein.

Dabei ist vorausgesetzt, dass keine Beziehung zwischen dem specifischen Widerstande der Metalle und der Dichte der Elektricität in ihnen besteht.

**1423** Ein weiterer Versuch von Hertz[1]) ist von dieser Annahme frei. Eine sechseckige versilberte Glasplatte war auf einer Messingscheibe, mit der belegten Seite letzterer zugekehrt und nur durch eine dünne Luftschicht von ihr getrennt, befestigt. Die Messingscheibe war mit ihrer Mitte auf eine horizontale Stahlaxe aufgesetzt, welche in zwei Lagern rotirte. Zwei diametral gegenüberliegende Stellen $A$ und $B$ der Belegung der Glasplatte waren mit der Axe und einem durch dieselbe hindurchgehenden Drahte verbunden, welche mittelst Quecksilbernäpfen mit den Polen einer Kette in Verbindung standen. Zwei um 90° gegen erstere gedrehte Stellen der Belegung $C$ und $D$ waren ebenfalls durch zwei Platindrähte, welche durch ein genau centrirtes Stück einer Glasröhre hindurch- und um sie herumgingen, mit einem sehr empfindlichen Galvanometer verbunden. Nachdem die Verbindungen so abgeglichen waren, dass nach längerem Durchgange des Stromes im Galvanometer keine Ablenkung erfolgte, wurde die Platte in schnelle Rotation versetzt. Allein auch dann zeigte sich eine solche nicht mit Sicherheit. Besässe die Elektricität eine Trägheit, so hätte eine Ablenkung erfolgen müssen, da die Elektricität von Punkten langsamerer Bewegung nahe der Axe zu solchen von schnellerer Bewegung am Rande überging[2]).

---

[1]) Hertz, Wied. Ann. **14**, p. 581, 1881*. — [2]) Man könnte auch die Existenz einer Trägheit der Elektricität durch Untersuchung der Verschiebung der in einem Leiter durch einen benachbarten geladenen Körper vertheilten Elektricitäten bei Rotation des Leiters vor letzterem prüfen wollen, indess ergeben sich complicirtere Verhältnisse. Die hierbei eintretende Bewegung der Elektricität, welche in Folge der Strömung stets mit Wärmeentwickelung begleitet ist, und bei der das Potential auf der Oberfläche und im Inneren nicht mehr constant ist, und sich die Elektricitätsvertheilung in jedem Augenblick ändert, ist von Hertz (Wied. Ann. **13**, p. 266, 1884*) untersucht für eine um einen Durchmesser rotirende Hohlkugel, sowie einen um seine Axe rotirenden Hohlcylinder. Dabei ist eine im Inneren befindliche elektrische Masse nicht mehr vor dem äusseren Einflusse geschützt.

Bei der Ableitung des Ohm'schen Gesetzes für ein homogenes Stück **1424** eines linearen Leiters nach Kirchhoff in der Form $i = - \lambda . dV/ds$, wo $i$ die Stromintensität, $\lambda$ die Leitungsfähigkeit, $V$ die Potentialfunction der freien Elektricitäten, $s$ die Axenrichtung des Leiters ist, ist angenommen worden, dass im Inneren des Leiters keine freie Elektricität vorhanden sei. Ob dies in der That der Fall ist, hat Budde[1]) erörtert.

Soll der Strom in einem geschlossenen Leiter dauernd kreisen, so muss der Werth $V$ Unstetigkeiten an dem Sitze der elektromotorischen Kräfte haben[2]), oder richtiger, da sich daselbst $V$ allmählich ändern kann (bei in einander diffundirenden Flüssigkeiten), müssen ausser den von der Potentialfunction der freien Elektricitäten herrührenden Kräften noch andere Scheidungskräfte $S$ vorhanden sein, deren Arbeitswerth $I \int S ds$ im ganzen Kreise nicht Null ist, und es wird:

$$i = \lambda \left( S - \frac{dV}{ds} \right) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 1)$$

Ist freie Elektricität im Inneren des Leiters, so kann man die verzögernde Kraft des Widerstandes gleich $\zeta u \varrho / \varrho^1$ setzen, wo $\zeta$ vom Stoffe des Leiters abhängt, $u$ die Geschwindigkeit der Elektricität, $\varrho^1$ ihre natürliche Dichtigkeit ohne Strom, $\varrho$ die Dichtigkeit während des Stromes ist. Ausserdem können event. Kräfte wirken, welche der neutralen Elektricität ohne Strom ihre Dichtigkeit ertheilen und dieselbe bei der Strömung zu erhalten streben. Dieselben sind als Druckkräfte $p$ in der Stromesrichtung für die Einheit der Elektricitätsmenge aufzufassen, welche für den ganzen Stromkreis die Scheidungskräfte aber nicht ändern. Ist $\omega$ der Querschnitt des Leiters, so ist mithin für ein Element $ds$ die ganze bewegende Kraft

$$\left( S - \frac{dV}{ds} + p - \zeta u \frac{\varrho}{\varrho^1} \right) \omega \varrho ds \quad \ldots \ldots \quad 2)$$

Multiplicirt man mit $u dt$ und integrirt über den ganzen Stromkreis, so erhält man die in demselben in Form von Erzeugung von lebendiger Kraft geleistete Arbeit, welche also bei constantem Strome gleich Null ist. Beachtet man, dass für denselben auch $\int p ds = 0$ und $\int dV/ds = 0$ ist, so wird, wenn $\zeta = \zeta^1 / \lambda$ ist, der Widerstand nur von der natürlichen Dichtigkeit der Elektricität abhängig und es gilt das Gesetz von Ohm und Joule.

Ob freie Elektricität in und auf dem Leiter ist, hängt wesentlich von den Kräften $p$ ab. Sind diese überall gleich Null, so ist die freie Elektricität absolut compressibel und es wirkt an jeder Stelle des Stromes

[1]) Budde, Wied. Ann. **15**, p. 558, 1882*. — [2]) v. Bezold, Wied. Ann. **3**, p. 12, 1878*.

in homogenen Leitern als beschleunigende Kraft nur $-dV/ds$, an Stellen von elektromotorischer Kraft $S - dV/ds$. Dann muss also nach dem Ohm'schen Gesetze freie Elektricität auf dem Leiter vorhanden sein.

Ist die Elektricität incompressibel, so würden, wenn auch die freien Elektricitäten und auch $-dV/ds$ verschwänden, die Kräfte $p$ und die Scheidungskräfte allein den Strom erhalten können.

Da aber freie Elektricität auf der Oberfläche der Leiter nachgewiesen ist, so kann sie dort und im Inneren entweder a) während des Stromes in Ruhe bleiben, oder b) in Folge der treibenden Kräfte strömen.

Im Falle a) muss auf sie eine der treibenden Kraft $-dV/ds$ entgegengesetzte Kraft wirken, welche nur von dem Strome selbst herrühren kann, und welche die freie Ladung erhält. Diese Gegenkraft muss aber auch auf die natürliche Elektricität wirken und somit auch im Inneren des Leiters aufgehoben werden, d. h. die Elektricität muss mit Widerstand gegen die comprimirende Kraft fliessen.

b) Bewegt sich die freie Elektricität mit dem Strome, so muss ihre Strömung stationär sein; etwa wie der Strom einer compressiblen Flüssigkeit in einem geschlossenen Rohr, in welches an einer Stelle eine Propellerschraube eingefügt ist. Hiernach darf die Dichtigkeit der Flüssigkeit nirgends Null werden, da sie sonst daselbst mit unendlicher Geschwindigkeit flösse. Sowohl bei einem einfachen Elektricitätsstrome, wie bei zwei gleichen entgegengesetzten würde dieses Bild passen. Danach würde eine Strömung nur allein an der Oberfläche nicht eintreten können, denn wenn wir an irgend einer Stelle durch Ableitung die Dichtigkeit der freien Elektricitäten daselbst zu Null machten, müsste die Geschwindigkeit derselben ebendaselbst gleich unendlich werden. Sie müsste also im Innern fliessen.

Entwickelt man wiederum aus Gl. 2 durch Multiplication mit $u dt$ die in Form von lebendiger Kraft im Elemente $ds$ erzeugte Arbeit und integrirt für ein keine elektromotorische Kraft enthaltendes homogenes Leiterstück $s_2 - s_1$, an dessen Enden die lebendigen Kräfte $L_2$ und $L_1$ sind, so wird:

$$I(L_2 - L_1) = \int_{s_1}^{s_2} \left( -\frac{dV}{ds} + p - \zeta u \frac{\varrho}{\varrho^1} \right) \omega \varrho u ds \quad . \ . \ . \ . \quad 3)$$

Da indess keine besonderen Wärmeänderungen bei Dickenänderungen eines homogenen Leiters auftreten, so verschwinden die Werthe $L$ gegen die Arbeit bei Ueberwindung des Widerstandes, es ist $L_2 - L_1 = 0$. Dann wird bei Ausführung der Integration:

$$I(V_1 - V_2) + I \int_{s_1}^{s_2} p ds = I^2 w,$$

$/\lambda$ der Widerstand ist.

Soll das Joule'sche Gesetz richtig sein, so muss $p = 0$, d. h. die Elektricität absolut compressibel sein.

Soll ferner der Elektricitätsstrom constant sein, so muss

$$d(\omega \,.\, dV/ds)/ds = 0$$

sein. Wendet man hierauf den Green'schen Satz

$$\int \Delta V \,.\, dK = \int \frac{dV}{d\nu}\, d\sigma$$

an, wo $dK$ ein Raumelement, $d\sigma$ ein Oberflächenelement eines Körpers, $\nu$ die nach aussen gerichtete Normale desselben, $V$ eine beliebig stetige und endliche Function der Coordinaten ist, so folgt $\Delta V = 0$.

Demnach kann keine freie Elektricität im Innern des Leiters sein, was mit der Annahme b) nicht übereinstimmt [1]).

Danach wären auch die später zu erwähnenden Gesetze von Clausius, von Riemann und der elektrische Doppelstrom von W. Weber unhaltbar.

Es erhebt sich ferner die Frage, ob sich experimentell nachweisen lässt, dass die Elektricitätsströmung in einem Leiter gleichwerthig mit einer mechanischen Fortführung von Elektricität mit ihrem ponderablen Leiter ist. Diese Frage wird bis zu einem bestimmten Grade durch Versuche von Rowland [2]) bejahend beantwortet. **1425**

Derselbe liess eine 21,1 cm im Durchmesser haltende, 0,5 cm dicke Ebonitscheibe bis zu 61 mal in der Secunde um ihre 0,9 cm dicke verticale Axe rotiren. Beide Seitenflächen waren mit einer, von der Axe isolirten Vergoldung versehen. Ueber und unter derselben ruhten conaxial zu ihr in der Mitte durchbohrte Glasscheiben von 38,9 cm Durchmesser, die auf einer Seite in einem ringförmigen Streifen von resp. 8,9 cm innerem und 24 cm äusserem Radius vergoldet waren, und meist die zur Erde abgeleiteten vergoldeten Seiten der Ebonitplatte zukehrten. Die Ebonitscheibe wurde durch eine $^1/_3$ mm von ihrem Rande aufgestellte, mit einer grossen Leydener Batterie mittelst eines Commutators verbundene Spitze mit der einen oder anderen Elektricität geladen. Unmittelbar über der oberen Glasscheibe schwebte in einem zur Erde abgeleiteten Messinggehäuse mit seiner Ebene senkrecht zum Radius der Scheibe ein mit einem Spiegel versehenes astatisches System von zwei Magnetnadeln von je 1,5 cm Länge, deren Abstand 17,98 cm betrug. Seine Ablenkungen konnten durch Scala und Fernrohr beobachtet werden. Elektrostatische Einflüsse durch die Elektricität der Batterie auf das Nadelsystem konnten auch bei Umkehrungen der Ladungen nicht beobachtet werden. Wurde die Ebonitscheibe in Rotation versetzt, so zeigte

---

[1]) Aehnliche Bemerkungen von Ledieu, Compt. rend. **95**, p. 619, 1882*; Beibl. **6**, p. 956*. — [2]) Rowland, Monatsber. d. Berl. Akad. 16. März 1876, p. 211*; Pogg. Ann. **158**, p. 487, 1876*.



sich ohne Ladung ihrer Goldbelegungen durch die Einwirkung der in ihrer Axe inducirten Ströme ein Ausschlag des Nadelpaares im Sinne der Rotation. Wurde aber die Scheibe elektrisirt, so änderte sich der Ausschlag um 5 bis 7,5 Scalentheile in dem Sinne, wie ihn ein mit der Rotation der positiv und gegen die Rotation der negativ geladenen Scheibe fliessender Strom erzeugen würde. Die Wirkung blieb die gleiche, als die Vergoldung der Ebonitplatte durch radiale Linien durchschnitten war. Ebenso wirkte eine dünne Glasplatte an Stelle der Ebonitplatte, unter der nur eine vergoldete, ruhende, zur Erde abgeleitete Glasplatte sich befand. — Bei anderen Versuchen war der Goldüberzug der Ebonitplatte durch concentrische Kreislinien in von einander isolirte Ringe getheilt, deren innerster mit der Axe verbunden war. Dabei wurden zwei elektrisirte Platten in Form eines nicht bis zur Axe reichenden Kreissectors von oben und unten der Platte gegenübergestellt. Die dadurch in dem gegenüberliegenden Theile des Goldringes vertheilte, z. B. positive Elektricität, wurde bei der Rotation fortgeführt und hinter ihr wurde durch Vertheilung immer neue positive Elektricität gebunden, während die negative Elektricität frei wurde.

Die positive Elektricität hat hier zwei Wege zur Ausgleichung, im Sector und ausserhalb desselben, die, wenn der Sector $1/n$ des Kreisumfanges ausmacht, sich wie $1:n-1$ verhalten. Im Sector wird dann entgegen dem Strome eine der Summe beider Mengen entsprechende Elektricitätsmenge durch Convection fortgeführt. Wenn letztere Bewegung wie Leitung wirkt, so ist im Sector die Gesammtbewegung

$$1-\frac{n-1}{n}=\frac{1}{n}.$$

Bei kleinen Sectoren war keine sichere Beobachtung möglich; bei grossen (von 180°) zeigte sich die vorausgesetzte Strömung im freien Theile der Scheibe; sie war aber nicht messbar.

Der Werth des elektrischen Potentials in der Leydener Batterie wurde durch Ladung einer kleinen Flasche mit derselben und Messung der Funkenlänge bei der Entladung nach den Beobachtungen von Thomson bestimmt. Die Elektricität wurde als gleichförmig auf der Platte vertheilt und nur am Rande in einem unendlich dünnen Faden concentrirt betrachtet und dabei die etwa 0,02 der Einwirkung auf die untere Nadel betragende Wirkung auf die obere Nadel berücksichtigt. Ist $v = 28800 \cdot 10^6$ nach Maxwell oder $31074 \cdot 10^6$ nach Weber, die horizontale Componente des Erdmagnetismus 0,182 (C. G. S.), so lagen die hiernach berechneten Werthe etwa zwischen den aus den beiden ersteren Werthen abgeleiteten. Die auf das Nadelpaar wirkende Kraft war etwa nur 0,0002 der Kraft des Erdmagnetismus.

Indess konnte Lecher[1]) bei neueren Versuchen diese Resultate nicht erhalten.

---

[1]) Lecher, Rep. d. Phys. **20**, p. 151, 1884*; Beibl. **8**, p. 665*.

Eine Scheibe von Messing oder von mit Graphit überzogener Pappe von 22 cm Durchmesser drehte sich mindestens 200 mal in der Secunde in einer Verticalebene um eine von ihr durch eine Ebonitscheibe isolirte Stahlaxe und wurde durch ein Metallbürstchen mittelst einer Holtz'schen Maschine auf ein Potential von etwa 5000 Volts positiv oder negativ geladen. Dieses Potential wurde an einem absoluten Elektrometer von Thomson abgelesen. Der Scheibe parallel und nahe ihrem Mittelpunkte war eine gut astasirte und mit Spiegel versehene Magnetnadel aufgehängt. Entgegen den Erfahrungen von Rowland ergab sich keine Wirkung.

**1426** Wäre der Versuch von Rowland richtig, so müsste bei periodischen Drehungen die Magnetnadel eine Arbeit verrichten können. Die rotirende Scheibe erzeugt ein magnetisches Feld, dessen Intensität der Geschwindigkeit, dessen Aenderung der Beschleunigung der Bewegung des Körpers proportional ist. Diese Aenderung bedingt aber wiederum eine auf die elektrischen Punkte wirkende, der Beschleunigung proportionale und in ihrer Richtung wirkende Gegenkraft, welche nach Lippmann[1]) einer Trägheit der Elektricität entsprechen würde.

**1427** Der verhältnissmässig einfachen Annahme, dass an der einen oder anderen Stelle eines Leiters bei der Stromintensität Eins nur die Elektricitätsmenge + 1 im positiven, oder nur die Elektricitätsmenge — 1 im negativen Sinne sich bewege, steht eine zweite Hypothese gegenüber, deren sich namentlich W. Weber bedient, um mit Hülfe noch anderer, später zu erwähnender Hypothesen die elektrodynamischen Erscheinungen zu begründen. W. Weber[2]) nimmt nach dem Vorgange von Fechner[3]) zwei gleiche, aber neben einander im Schliessungskreise in entgegengesetzter Richtung fliessende Ströme von positiver und negativer Elektricität an, welche in Canälen strömen, die zwischen den ponderablen Molecülen der Körper in grösserer oder geringerer Weite liegen. Durch die beständig wirkende elektromotorische Kraft würden diese bewegten Elektricitäten immer grössere Geschwindigkeit erhalten, wenn sie auf ihren Wegen nicht eine Verzögerung erlitten. Diese Verzögerung sah Weber zuerst in der Anziehung der entgegengesetzten elektrischen Massen. Er stellte sich dieselben gewissermaassen als aus einzelnen discreten Atomen bestehend vor, welche in gewissen Intervallen sich hinter einander fortbewegen. Kommen nun ein positiv und ein negativ elektrisches Atom bei ihrer entgegengesetzten Bewegung einander nahe, so ziehen sie sich an und beschreiben, ähnlich wie zwei gegen einander gravitirende Körper, um ein gemeinsames Centrum spiralförmige Curven,

---

[1]) Lippmann, Compt. rend. **89**, p. 151, 1879*; Beibl. **4**, p. 53*. — [2]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen **2**, p. 304 u. flgde.* — [3]) Fechner, Pogg. Ann. **64**, p. 337, 1845*.

die durch die beständig in der ursprünglichen Bewegungsrichtung erfolgenden Anstösse durch die elektromotorische Kraft im Sinne jener Richtung immer mehr in die Länge gezogen werden. So kommen die elektrischen Theilchen in die Wirkungssphäre der folgenden Theilchen, rotiren wieder mit diesen um ein gemeinsames Centrum u. s. f. Würde die elektromotorische Kraft aufhören zu wirken, so behielten die elektrischen Atome, welche gerade einander nahe ständen, ihre Rotation um einander bei, und der galvanische Strom, welcher in einer Fortbewegung der elektrischen Atome bestände, hörte auf.

Wenn indess nach dieser Hypothese die elektrischen Atome $+ a_1$ und $- b_1$ sich zu einander mit einer gewissen Geschwindigkeit hinbewegen und dann um einander durch ihre Anziehung rotiren, so müssen sie durch die Anstösse der elektromotorischen Kraft eine viel grössere Geschwindigkeit im Sinne der ursprünglichen Bewegung erhalten, als vorher, um sich wiederum zu trennen. Sie liefen dann auf die Atome $- b_2$ und $+ a_2$ mit diesen neuen Geschwindigkeiten zu, rotirten um diese in weiteren Curven und würden wiederum eine grössere Geschwindigkeit in der ursprünglichen Bewegungsrichtung erhalten müssen, um sich von denselben zu trennen. Es wäre also stets fort noch eine Beschleunigung der Bewegung durch die permanent wirkende elektromotorische Kraft vorhanden, die nur dadurch compensirt werden könnte, dass diese Bewegung, wie bei der §. 1415 erwähnten Hypothese, sich in Wärmebewegung umsetzte.

Die Schwierigkeiten, auf welche man bei der Annahme eines Doppelstromes positiver und negativer Elektricität bei der Erklärung der elektrolytischen Vorgänge stösst, haben wir schon Bd. II, §. 1043 erwähnt.

**1428** Auch **Herwig**[1]) fasst den Strom als eine Bewegung der elektrischen Theilchen von einem Körpermolecül zum anderen auf, und somit den Leitungswiderstand als den Widerstand, welchen die elektrischen Atmosphären beim Hinüberwandern von einem Körpertheilchen zu dem benachbarten Körpertheilchen finden.

Er nimmt an, dass die elektrischen Atmosphären an der fortschreitenden Bewegung der körperlichen Molecüle völlig, an der oscillatorischen Bewegung derselben um einen Mittelpunkt aber nur partiell theilnehmen. Bei dem Wandern der elektrischen Partikelchen aus der Atmosphäre eines Molecüls zu der eines anderen muss also neben der Arbeit, welche zur Fortführung der ersteren erforderlich ist, auch noch die Arbeit geleistet werden, welche der Aenderung ihrer Oscillationsbewegung entspricht.

In den festen Körpern sollen die Elektricitätstheilchen um die um feste Mittellagen schwingenden Körpermolecüle in allen möglichen Richtungen schwingen; also in zwei benachbarten Querschnitten wenige

---

[1]) Herwig, Pogg. Ann. 153, p. 411, 1874*.

Molecüle im gleichen Bewegungszustande sich befinden. Da hiernach bei dem Hinüberwandern die Bewegungsrichtung der Elektricitätstheilchen sehr stark geändert wird, und beim Erwärmen die Energie der Bewegung der Körpermolecüle grösser wird, muss mit dem Erwärmen der Leitungswiderstand wachsen. Bei Flüssigkeiten ist die Energie der Bewegungen der Körpermolecüle cet. par. grösser, als bei festen Körpern; daher findet beim Uebergange aus dem festen in den flüssigen Zustand eine Vermehrung des Widerstandes statt, welcher dann bei weiterer Temperaturerhöhung weniger schnell zunimmt, als bei den festen Körpern, da dabei die Körpertheilchen in Folge der immer kräftiger werdenden fortschreitenden Bewegung öfter auf einander treffen und so der Uebergang der elektrischen Atmosphären erleichtert wird.

Aehnliches soll auch von den Gasen gelten. Hier soll in Folge der Steigerung der Zusammenstösse bei der fortschreitenden Bewegung der Theilchen bei einer Temperaturerhöhung sogar mit der letzteren eine Abnahme des Widerstandes eintreten. — Indess ist der Widerstand bei den Gasen doch wohl ganz anders aufzufassen. — Da an der Grenze zwischen einem flüssigen und dampfförmigen Theile desselben Metalles die Bewegungszustände der Molecüle an keiner Stelle mehr dieselben sind, so soll in Folge dessen sich ein grosser Uebergangswiderstand bilden, da sich die Bewegung der Elektricitätspartikeln beim Uebergange von den Molecülen des flüssigen in die des gasförmigen Metalls völlig ändern muss.

**1429** Wenn auch nach der einen oder anderen Hypothese aus den bisher angenommenen Gesetzen über die Wirkung der Elektricitäten in die Ferne nach dem umgekehrten Quadrate der Entfernung und den daraus abgeleiteten Bewegungsgesetzen derselben sich sowohl das Ohm'sche Gesetz, wie die elektrolytischen und thermischen Wirkungen der Ströme bis zu einem gewissen Grade ableiten lassen, so weit dies ohne eine nähere Kenntniss des eigentlichen Wesens der Elektricität selbst möglich ist, so genügen dieselben doch in keiner Weise zur Begründung der Fernewirkungen des Stromes, der elektrodynamischen und Inductionserscheinungen.

**1430** Aus der Formel von Ampère:

$$W = \frac{i i_1 Ds Ds_1}{r^2} (\cos \varepsilon - {}^3/_2 \cos \vartheta \cos \vartheta_1),$$

in welcher $\varepsilon$ der Raumwinkel zwischen den von den Strömen $i$ und $i_1$ durchflossenen Elementen $Ds$ und $Ds_1$, $r$ ihre Entfernung, $\vartheta$ und $\vartheta_1$ die Winkel zwischen den Elementen und ihrer Verbindungslinie sind, haben wir die von Grassmann aus der Wirkung von Winkelströmen abgeleitete, von Hankel aus einer besonderen Hypothese und von Clausius (s. w. u.) nach einer anderen Ableitung aufgestellte Formel:

$$W = \frac{1}{2} \frac{i i_1 Ds Ds_1}{r^2} \sin \vartheta_1 \cos \psi$$

entwickelt, wo $\psi$ der Winkel zwischen $Ds$ und der durch $Ds_1$ und die Mitte von $Ds$ gelegten Ebene ist. Diese Formel ergab sich, wenn die Wirkung eines geschlossenen Stromes auf ein Stromelement $Ds_1$ durch einmalige Integration nach dem Elemente $Ds$ des ersteren berechnet und angenommen wurde, dass die Wirkung als directe Summe der Wirkungen der einzelnen Elemente $Ds$ anzusehen wäre.

Wird endlich durch Integration nach $Ds$ und $Ds_1$ die Wechselwirkung zweier geschlossener Ströme berechnet, deren Elemente $Ds$ und $Ds_1$ sind, und wiederum angenommen, dass der unter dem doppelten Integralzeichen stehende Ausdruck die Wirkung der Elemente $Ds$ und $Ds_1$ darstellt, durch deren directe Summation sich die Wirkung der geschlossenen Ströme auf einander ergiebt, so wird die Wechselwirkung der Elemente $Ds$ und $Ds_1$:

$$W = -\frac{1}{2} \frac{i i_1 Ds Ds_1}{r^2} \cos \varepsilon,$$

oder auch:

$$W = -\frac{1}{2} \frac{i i_1 Ds Ds_1}{r^2} \cos \vartheta \cos \vartheta_1.$$

Bei diesen Formeln sind aus der Ampère'schen Formel alle Glieder ausgeschieden, welche bei der doppelten Integration über $Ds$ und $Ds_1$ fortfallen.

Diese beiden Ausdrücke, ebenso wie die Componenten der Wirkungen nach beliebigen Coordinaten sind die partiellen Differentialquotienten des von F. E. Neumann aufgestellten Potentials:

$$\frac{i i_1 Ds Ds_1}{2 r} \cos \varepsilon,$$

oder auch von:

$$\frac{i i_1 Ds Ds_1}{2 r} \cos \vartheta \cos \vartheta_1.$$

Man bezeichnet die Werthe als das elektrodynamische Potential der Elemente auf einander.

**1431** Bei der Entwickelung seiner Formel hat Ampère angenommen, dass die Kräfte zwischen den Elementen rein attractive oder repulsive seien und nach der Richtung ihrer Verbindungslinie wirken.

Es ist indess zunächst zu untersuchen, ob neben dergleichen Kräften nicht noch anders gerichtete Kräfte zwischen den Elementen wirken können, resp. Kräftepaare[1]), welche sie zu drehen streben. Erstere Frage

---

[1]) Vergl. G. Wiedemann, Galvanismus, 2. Aufl. [2]. §. 54, 1874*.

ist von Stefan [1]), letztere von Korteweg [2]) und nachher von Lorentz [3]), auch von Margules [4]) behandelt worden.

1432 Sind die Intensitäten der Ströme in den Elementen $Ds$ und $Ds_1$ gleich $i$ und $i_1$, und nimmt man an, dass die Wirkung derselben in allen Fällen $i i_1 Ds Ds_1$ proportional und nur von ihrer relativen Lage gegen einander abhängig ist, dass sich ferner die Elemente in drei auf einander senkrechte Componenten, wie es auch von Ampère geschehen ist, zerlegen lassen, so kann man zunächst die Wirkung der Elemente auf vier Hauptfälle reduciren, in welchen dieselben gleich oder gegen einander senkrecht gerichtet sind. Indem man dabei im Allgemeinen ähnlichen Betrachtungen, wie denen von Liouville (Elektr. Bd. III, §. 23) folgt, resp. die Symmetriegesetze hinzuzieht, ergiebt sich:

1) Wenn die Elemente in einer geraden Linie liegen und einander entgegengesetzt sind, kann nur eine anziehende Kraft in der Richtung der Verbindungslinie

$$A i i_1 Ds Ds_1$$

zwischen ihnen wirken, wo $A$ eine Function der Entfernung ist.

2) Liegen die gleichgerichteten Elemente einander parallel, senkrecht gegen ihre Verbindungslinie, so ist allein eine anziehende Kraft möglich:

$$B i i_1 Ds Ds_1.$$

3) Liegen die Stromelemente in zwei zu einander senkrechten Ebenen und stehen auf einander und auf ihrer Verbindungslinie senkrecht, so kann keine Kraft zwischen ihnen wirken, wohl aber ein Kräftepaar:

$$(D) i i_1 Ds Ds_1,$$

dessen Ebene auf der Verbindungslinie senkrecht steht und die Elemente gleich zu richten strebt.

4) Liegen die Stromelemente senkrecht zu einander in derselben Ebene, das eine senkrecht zur, das andere in der Verbindungslinie, und ist der Strom in letzterem zu dem transversalen Elemente hin gerichtet, so kann wirken:

a) auf das transversale Element eine gegen die Verbindungslinie normale Kraft:

$$D i i_1 Ds Ds_1$$

in der Richtung des Stromes in demselben und ein Kräftepaar:

$$(F) i i_1 Ds Ds_1,$$

welches das Element dem longitudinalen gleich richtet;

b) auf das longitudinale Element eine Kraft, welche der vorigen entgegengesetzt ist, also:

---

[1]) Stefan, Wien. Ber. 59, 29. Apr. 1869*. — [2]) Korteweg, Crell. J. 90, p. 49, 1880*; Beibl. 4, p. 686, 1880*. — [3]) Lorentz, Versl. en Meded der Ak. v. Wetensch. Amsterdam 17, p. 27 u. flgde.*; Arch. Néerl. 17, p. 85, 1882*; Beibl. 6, p. 692*. — [4]) Margules, Wien. Ber. 78, 2. Oct. 1878*.

$$C i i_1 Ds Ds_1$$

und ein Kräftepaar:

$$(H) i i_1 Ds Ds_1,$$

welches dem erst erwähnten Kräftepaare gleich gerichtet ist.

Die sieben Functionen der Entfernung $A, B, C, D$, sowie $(D), (F), (H)$ bestimmen die Grösse der Kräfte und Kräftepaare.

Sind die Werthe $D = C$, $(F) + (H) = Dr = Cr$, so gilt das Princip der Gleichheit der Wirkung und Gegenwirkung, wie bei den Formeln für die Wechselwirkung der Elemente geschlossener Ströme.

**1433** Betrachtet man zuerst die translatorischen Kräfte allein und berechnet die Wechselwirkung der Componenten zweier Stromelemente $Ds$ und $Ds_1$, welche, wie bei der Entwickelung der Ampère'schen Formel, die Coordinaten $xyz$ und $x_1 y_1 z_1$, den Abstand $r$ haben, mit der Verbindungslinie die Winkel $\vartheta$ und $\vartheta_1$ und unter sich den Raumwinkel $\varepsilon$ bilden, und setzt $A = ar^{-2}$, $B = br^{-2}$, $C = cr^{-2}$, $D = dr^{-2}$, so erhält man nach Stefan die $X$-Componente derselben:

$$X = i i_1 Ds Ds_1 \left[ m \frac{d^2 \left(\frac{x_1 - x}{r}\right)}{ds\, ds_1} + n \frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{ds} \frac{dx_1}{ds_1} + p \frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{ds_1} \frac{dx}{ds} + q \frac{x_1 - x}{r^3} \cos \varepsilon \right],$$

wo

$$m = -\tfrac{1}{3}(a - b - c - d) \qquad n = \tfrac{1}{3}(a - b - c + 2d)$$
$$p = \tfrac{1}{3}(a - b + 2c - d) \qquad q = \tfrac{1}{3}(a + 2b - c - d)$$

ist. Da die drei ersten Glieder dieses Ausdrucks vollständige Differentiale nach $s$ und $s_1$ sind, so fallen sie bei der Integration nach $Ds$ und $Ds_1$, also bei der Berechnung der Wechselwirkung $R$ der geschlossenen Ströme fort, deren Elemente $Ds$ und $Ds_1$ sind. Das letzte Glied liefert das Doppelintegral des Ausdrucks:

$$- q i i_1 \frac{x_1 - x}{r^2} \cos \varepsilon\, Ds Ds_1$$

und die Resultante der $X$-, $Y$- und $Z$-Componenten wird

$$R = q i i_1 \frac{\cos \varepsilon}{r^2} Ds Ds_1.$$

Da bei Annahme der elektrodynamischen Einheiten nach der Formel von F. E. Neumann dieser Werth gleich

$$- \tfrac{1}{2} i i_1 \frac{\cos \varepsilon}{r^2} \cdot Ds Ds_1 \quad \ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

ist, so folgt:

$$q = -\frac{1}{2} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 1)$$

Indess erhält man hieraus noch keinen Aufschluss über den Werth der einzelnen Constanten $a$, $b$, $c$, $d$. Berechnet man aber durch Integration nach $Ds$ die Wirkung eines geschlossenen Stromes $s$ auf ein Leiterelement $Ds_1$ und berücksichtigt, dass nach Ampère's Versuchen die Wirkung desselben auf letzterem normal steht (was auch für die Elemente des Leiters selbst gilt), bez. das Drehungsmoment, welches ein feststehender geschlossener Leiter $s$ auf einen beweglichen $s_1$ ausübt, so erhält man:

$$p = q \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 2)$$

Die Gleichungen 1) und 2) werden erfüllt, wenn

1) unter Annahme des Princips der Gleichheit der Wirkung und Gegenwirkung $c = d$, also:

$$a = \tfrac{1}{2}; \qquad b - c = -1.$$

Danach wäre die Abstossung zweier longitudinaler Stromelemente von der Längeneinheit, durch welche Ströme von der Intensität Eins fliessen, gleich $\frac{1}{2}$; $b$ und $c$ können beliebig gewählt werden. — Ist $b = -1$, $c = d = 0$, so erhält man das Gesetz von Ampère.

Ist $b = 0$, $c = d = 1$, so wirken die parallelen transversalen Componenten der Ströme nicht auf einander, sondern nur die normal gegen einander gerichteten Componenten.

2) Setzen wir nicht $c = d$, ist also zwischen den gegen die Elemente normalen Kräften keine Gleichheit der Wirkung und Gegenwirkung, so können wir nach Einsetzen der Werthe $a, b, c, d$ aus den Gleichungen 1) und 2) $a - d$ eliminiren und erhalten $b - c = -1$. Wir können hier wiederum beliebig über zwei der Constanten $a$ und $b$ oder $c$ und $d$, oder über $b$ und $d$ verfügen, und erhalten demnach die Werthe der übrigen zwei Constanten. Beachtenswerth ist die Annahme $a = 0$, $d = 0$, wo dann $b = -\,^1/_2$, $c = \,^1/_2$.

Diese Annahme stimmt auch mit der Formel, welche Grassmann (Bd. III, §. 33) für die Wechselwirkung zweier Stromeselemente gegeben hat, und die sich aus der Ampère'schen Formel für die Wechselwirkung zwischen den Elementen eines geschlossenen Stromes und einem Elemente ergiebt.

Wir hatten daselbst diese Wirkung zweier Elemente $Ds$ und $Ds_1$ in der Richtung und normal gegen die Verbindungslinie gleich

$$B \sin \tau = -\frac{1}{2} \frac{i i_1}{r^2} Ds\, Ds_1 \sin \chi \sin \tau \cos \psi$$

$$R \cos \tau = \frac{1}{2} \frac{i i_1}{r^2} Ds\, Ds_1 \sin \chi \cos \tau \cos \psi$$

erhalten, wo $\chi$ den Winkel zwischen $r$ und $ds_1$, $\tau$ den Winkel zwischen $ds \cos \psi$ und $r$, $\psi$ den Winkel zwischen dem Elemente $Ds$ und der durch

$r$ und $Ds_1$ gelegten Ebene bezeichnet. Da nun $Ds_1 \sin\chi$ und $Ds_1 \cos\chi$ die auf $r$ normale und mit $r$ zusammenfallende Componente des Elementes $Ds_1$ darstellen, so sind $R \sin\tau$ und $R \cos\tau$ die auf diesen Componenten normalen Kräfte, für welche mithin die Constanten $b = -\frac{1}{2}$, $c = \frac{1}{2}$ gelten.

**1434** Die Kräftepaare kommen, wenn die auf einander wirkenden geschlossenen Ströme starr und unveränderlich sind, nicht zur Wirkung [1]).

Besitzen dieselben indess bewegliche Theile, wie bei den Rotationsapparaten von Faraday, so können sie event. continuirliche Rotationen veranlassen.

**1435** Umgekehrt kann man aus der Ampère'schen Formel durch geeignete Zerlegung verschiedene Terme absondern, welche theils Attractions- oder Repulsionskräften, theils Kräftepaaren entsprechen. Dies ist von Riecke [2]) geschehen.

Ist $\sqrt{r} = \psi$, so ist die $X$-Componente der Kraft zwischen den Elementen $J Ds$ und $J_1 Ds_1$

$$X = 8 A^2 J Ds J_1 Ds_1 \frac{\partial\psi}{\partial x} \frac{\partial^2\psi}{\partial s \partial s_1},$$

wo $A^2$ eine Constante ist, welche für das elektrodynamische Maasssystem gleich $\frac{1}{2}$ ist [3]).

Diese Componente lässt sich in verschiedener Weise zerlegen, wobei noch $E$ und $E_1$ die Dichtigkeiten der Elektricitäten in den Elementen seien:

$$\text{(I)} \quad X = \begin{cases} -\dfrac{\partial}{\partial x}\left(4 A^2 J Ds \,.\, J_1 Ds_1 \dfrac{\partial\psi}{\partial s} \cdot \dfrac{\partial\psi}{\partial s_1}\right) \\ + 4 A^2 \dfrac{\partial}{\partial s}\left(J J_1 \dfrac{\partial\psi}{\partial x} \cdot \dfrac{\partial\psi}{\partial s_1}\right) Ds Ds_1 \\ + 4 A^2 \dfrac{\partial}{\partial s_1}\left(J J_1 \dfrac{\partial\psi}{\partial x} \cdot \dfrac{\partial\psi}{\partial s_1}\right) Ds Ds_1 \\ + 4 A^2 J_1 \dfrac{dE}{dt} \dfrac{\partial\psi}{\partial x} \cdot \dfrac{\partial\psi}{\partial s_1} \cdot Ds Ds_1 \\ + 4 A^2 J \dfrac{dE_1}{dt} \cdot \dfrac{\partial\psi}{\partial x} \cdot \dfrac{\partial\psi}{\partial s} \cdot Ds Ds_1. \end{cases}$$

$$\text{(II)} \quad X = \Xi + 4 A^2 \frac{\partial}{\partial s_1}\left(J J_1 \frac{\partial\psi}{\partial x} \cdot \frac{\partial\psi}{\partial s}\right) Ds Ds_1$$
$$+ 4 A^2 J \frac{dE_1}{dt} \cdot \frac{\partial\psi}{\partial x} \cdot \frac{\partial\psi}{\partial s} \cdot Ds Ds_1,$$

---

[1]) Vergl. Margules, Wien. Ber. **78** [2], 17. Oct. 1878*. — [2]) Riecke, Wied. Ann. **11**, p. 278, 1880*; Auszug aus zwei Abhandlungen; Abh. d. k. Göttinger Ges. d. Wiss. **20**, 1875*, **24**, 1879*. — [3]) C. Neumann, Elektrische Kräfte, Leipzig 1873, p. 43 u. flgde.

wo:

$$\text{(II')}\quad \Xi = 4A^2J\frac{dy}{ds}\left\{\frac{\partial\psi}{\partial x}\cdot\frac{\partial}{\partial y}\left(J_1\frac{\partial\psi}{\partial s_1}\right)-\frac{\partial\psi}{\partial y}\cdot\frac{\partial}{\partial x}\left(J_1\frac{\partial\psi}{\partial s_1}\right)\right\}Ds\,Ds_1$$

$$+4A^2J\cdot\frac{dz}{ds}\left\{\frac{\partial\psi}{\partial x}\cdot\frac{\partial}{\partial z}\left(J_1\frac{\partial\psi}{\partial s_1}\right)-\frac{\partial\psi}{\partial z}\cdot\frac{\partial}{\partial x}\left(J_1\frac{\partial\psi}{\partial s_1}\right)\right\}Ds\,Ds_1.$$

$$\text{(III)}\quad X = -\frac{\partial}{\partial x}\left(-A^2J\,Ds\,J_1\,Ds_1\frac{\cos\varepsilon}{r}\right)-A^2\frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{JJ_1}{r}\cdot\frac{\partial x_1}{\partial s_1}\right)Ds\,Ds_1$$

$$-A^2\frac{dE}{dt}\cdot\frac{J_1}{r}\frac{dx_1}{ds_1}Ds\,Ds_1+4A^2\frac{\partial}{\partial s_1}\left(JJ_1\frac{\partial\psi}{\partial x}\cdot\frac{\partial\psi}{\partial s}\right)Ds\,Ds_1$$

$$+4A^2J\frac{dE_1}{dt}\cdot\frac{\partial\psi}{\partial x}\cdot\frac{\partial\psi}{\partial s}\cdot Ds\,Ds_1.$$

Verlaufen die Ströme gleichförmig, so sind $dE/dt$ und $dE_1/dt = 0$.

Sowohl in der ersten wie in der dritten Zerlegung ist das erste Glied ein vollständiges Differential bekannter Potentiale nach $x$, nämlich von

$$\text{I}_a\quad -A^2JJ_1\,Ds\,Ds_1\frac{\cos\vartheta\cos\vartheta_1}{r};\qquad \text{III}_a\quad -A^2JJ_1\,Ds\,Ds_1\frac{\cos\varepsilon}{r}.$$

Die Zerlegung I) giebt demnach **1436**

1) eine Kraft, welche dem negativen Differentialquotienten des Potentials $\text{I}_a$ entspricht; 2) zwei abstossende Kräfte, welche von $J_1Ds_1$ auf die beiden Endpunkte $\alpha$ und $\beta$ des Elementes $JDs$ ausgeübt werden, von der Grösse

$$-A^2JJ_1\frac{\cos\vartheta_1\,Ds_1}{r_\alpha}\text{ und }+A^2JJ_1\frac{\cos\vartheta_1\,Ds_1}{r_\beta}$$

3) zwei Repulsivkräfte:

$$+A^2JJ_1\frac{\cos\vartheta\,Ds}{r_{\alpha_1}}\text{ und }-A^2JJ_1\frac{\cos\vartheta\,Ds}{r_{\beta_1}},$$

welche von den Endpunkten $\alpha_1$ und $\beta_1$ von $J_1Ds_1$ auf $Ds$ ausgeübt werden.

Die Zerlegung II giebt 1) eine auf der Richtung von $Ds$ senkrechte **1437** Kraft, entsprechend der von Grassmann, Hankel und Clausius entwickelten Formel; 2) zwei von $\alpha_1$ und $\beta_1$ ausgehende auf $JDs$ wirkende, den oben ad 3) erwähnten identische Repulsivkräfte.

Die Zerlegung III giebt 1) eine von $J_1Ds_1$ auf $JDs$ ausgeübte, dem Differential des Potentials $\text{III}_a$ entsprechende Kraft; 2) ein von $J_1Ds_1$ auf die Enden von $JDs$ wirkendes Kräftepaar, welches $Ds$ dem Elemente $Ds_1$ entgegengesetzt parallel zu stellen, resp. in der Richtung von $Ds_1$ zu verschieben sucht. Die auf $\alpha$ ausgeübte, dem Elemente $J_1Ds_1$ entgegengesetzte und die auf $\beta$ ausgeübte, dem Elemente $J_1Ds_1$ gleichgerichteten Kräften sind:

$$A^2JJ_1\frac{Ds_1}{r_\alpha}\text{ und }A^2JJ_1\frac{Ds_1}{r_\beta}.$$

3) Componenten wie ad 3) bei der ersten und ad 2) bei der zweiten Zerlegung. Die den Potentialen ad I) und III) entsprechenden Componenten treten bei der Wechselwirkung unveränderlicher geschlossener Ströme auf; die anderen Componenten bei den Rotationserscheinungen; die Zerlegung II enthält in einem Term alle Kräfte vereint, welche bei der Wirkung eines geschlossenen Stromes auf ein Stromelement thätig sind; die ganze Kraft kann sich nur völlig zeigen, wenn alle Stromelemente von den benachbarten unabhängig frei beweglich sind. Ein solches Verhältniss könnte möglicher Weise bei der Wirkung elektromagnetischer Kräfte auf die positive Entladung in verdünnten Gasen stattfinden; obgleich freilich die ganze Natur der Gasentladungen noch zweifelhaft ist.

Das Ampère'sche Gesetz umfasst also ausser der Annahme rein translatorischer Kräfte zwischen den Stromelementen und des Princips der Gleichheit von Action und Reaction noch die Annahme des elektrodynamischen Potentials in der einen oder anderen Form, sowie die Gesetze der elektromagnetischen Rotationen oder bedingungsweise des elektromagnetischen Verhaltens der positiven Gasentladung.

**1438** Da bisher alle Beobachtungen in dem Gebiete der Elektrodynamik nur an geschlossenen Strömen angestellt werden konnten, haben alle Formeln für die Wechselwirkung der Elemente derselben, welche bei der Integration über die geschlossenen Kreise das gleiche, mit der Erfahrung übereinstimmende, durch die Formel von F. E. Neumann[1]) ausgedrückte Resultat liefern, in denen also zu dem einfachsten Ausdrucke noch Glieder hinzutreten, die bei jener Integration verschwinden, gleiche Berechtigung. Dies gilt nicht nur von der Ampère'schen Formel selbst; man könnte auch ihr noch Glieder beifügen, welche letzterer Bedingung entsprächen. Demnach lässt sich auch nach den Versuchen an geschlossenen Leitern von vornherein nicht entscheiden, ob die im Vorhergehenden erwähnten, durch Zerlegung der Ampère'schen Formel erhaltenen Componenten der Wirkung ungeschlossener Ströme wirklich existiren.

**1439** Für die Inductionserscheinungen gilt in Betreff der Wechselwirkung geschlossener Stromkreise, in denen sich die Intensitäten der Ströme ändern, oder welche sich gegen einander verschieben, allgemein das Inductionsgesetz von F. E. Neumann, wonach die inducirte elektro-

---

[1]) Lippich (Wien. Ber. 75 [2], p. 223, 1877*) hat gezeigt, dass das Integralgesetz von F. E. Neumann aus dem Princip von der Erhaltung der Energie für die ponderomotorische Wirkung geschlossener gleichartiger Ströme, unter der Annahme folgt, dass die Arbeitsleistung bei Aenderung der Anordnung der Ströme nur von ihren jeweiligen Formen, Lagen und Intensitäten abhängt, sich aus den Wirkungen ihrer Elemente zusammensetzt und von der Anwesenheit anderer Ströme unabhängig ist; während die dem Ampère'schen Gesetze zu Grunde gelegten Annahmen auf manche Bedenken stossen, und dementsprechend die aus demselben abgeleiteten Elementargesetze.

motorische Kraft gleich ist der Aenderung des durch die Formeln §. 1430 dargestellten elektrodynamischen Potentials der Leiter auf einander, wobei anzunehmen ist, dass durch den inducirten Leiter ein Strom von der Intensität Eins fliesst. Dass dabei der inducirende Stromkreis durch einen Magnet oder Elektromagnet, resp. die denselben repräsentirenden Molecularströme ersetzt werden kann, haben wir bereits früher ausgeführt. Auch hier können wir, wie bei der elektrodynamischen Wechselwirkung der Ströme unter einander und der Ströme und Magnete, ohne Aenderung des endgültigen Resultats die Wirkung aus der der einzelnen Stromeselemente zusammensetzen.

1440 Entwickelt man nach Riecke (l. c.) die Componenten der aus dem Potential $-A^2 r^{-1} J J_1 Ds Ds_1 \cos\vartheta \cos\vartheta_1$ folgenden translatorischen Kräfte in geeigneter Weise, so erhält man die durch das Ampère'sche Gesetz gegebene translatorische Kraft, Repulsivkräfte welche von $J_1 Ds_1$ auf die Enden des Elementes $JDs$ ausgeübt werden und gleich und entgegengesetzt den §. 1436 ad I 2) entwickelten sind und ein Kräftepaar darstellen, endlich zwei, von den Enden von $J_1 Ds_1$ auf die Mitte von $JDs$ ausgeübten Kräfte, welche den §. 1436 ad I 3) entwickelten gleich und entgegengesetzt sind. Ebenso erhält man bei Entwickelung der aus dem Potential folgenden rotatorischen Kräfte ein Drehungsmoment $A^2 r^{-1} J J_1 Ds Ds_1 \cos\vartheta_1 \sin\vartheta$, dessen Axe auf der durch $Dr$ und $r$ gelegten Ebene senkrecht steht und von $Ds$ gegen die Richtung $r(Ds_1 \longrightarrow Ds)$ hin wirkt. Dasselbe Drehungsmoment von gleicher Grösse und Richtung ergiebt sich durch Zerlegung des aus der translatorischen Wirkung resultirenden Kräftepaares.

Ebenso folgt aus der Zerlegung der aus dem Potentiale

$$-A^2 r^{-1} J J_1 Ds Ds_1 \cos\varepsilon$$

resultirenden, translatorischen Kraftcomponenten eine auf Element $Ds$ senkrechte, der Grassmann'schen Formel entsprechende Kraft, sowie ein dem Kräftepaare §. 1347 ad III 2) entgegengesetztes Kräftepaar, welches zu einem von $J_1 Ds_1$ auf $JDs$ ausgeübten Drehungsmomente $A^2 r^{-1} J J_1 Ds Ds_1 \sin\varepsilon$ führt. Die Betrachtung der rotatorischen Kräfte ergiebt dasselbe Kräftepaar. Man erhält also, wie zu erwarten, in beiden Fällen die gleichen Resultate.

1441 Das aus dem Ampère'schen Gesetze und den Beobachtungen von Lenz abgeleitete, und mit ersterem für ponderomotorische Kräfte und geschlossene Ströme übereinstimmende Potentialgesetz von F. E. Neumann gilt indess eben nur für die Elemente geschlossener Ströme. So ist bei der Induction bei Verschiebung eines Leiters auf zwei anderen die Aenderung des Potentials auf den gesammten Stromkreis, resp. das Potential auf den durch den Leiter in seiner ersten und letzten Lage und die dazwischen abgeschnittenen Theile der beiden anderen Leiter begrenzten Stromkreis zu berechnen u. s. f.

Es fragt sich, gerade wie bei der Ampère'schen Formel, ob man dasselbe Gesetz auch wohl für die zwischen den Stromelementen wirkenden Kräfte anwenden kann. Diese Untersuchung hat von Helmholtz[1]) vorgenommen, indem er die verschiedenen Ausdrücke für die Wechselwirkung der Stromelemente in eine gemeinsame Formel zusammenfasst. Wir wollen das auf diese Weise formulirte Potentialgesetz als „elementares" Potentialgesetz bezeichnen.

von Helmholtz giebt hiernach dem Potentiale zweier Stromelemente $Ds$ und $Ds_1$ auf einander die Form:

$$P = -\frac{1}{2} A^2 \frac{i i_1}{r} (1 + k) \cos (Ds Ds_1) + (1 - k) \cos (r_1 Ds) \cos (r_1 Ds_1) Ds Ds_1$$

gegeben, wo $A = 1/v$ ist, indem das mechanische Maass der Elektricitäten (nicht das von Weber angegebene) statt des elektrodynamischen benutzt ist, für welches $A^2 = \frac{1}{2}$ wäre (s. §. 1435), $k$ eine Constante ist, durch deren geeignete Wahl die Formel in den einen oder anderen der neben einander gültigen Ausdrücke des Potentials übergeht.

Setzt man $k = +1$, so erhält man den aus F. E. Neumann's Gesetz abgeleiteten Potentialwerth:

$$P_n = -A^2 i i_1 \frac{\cos (Ds Ds_1)}{r} Ds Ds_1.$$

Setzt man $k = -1$, so erhält man:

$$P_w = -A^2 \frac{i i_1}{r} \cos (r Ds) \cos (r Ds_1) Ds Ds_1,$$

also den der Grassmann'schen Formel entsprechenden Potentialwerth.

Wird $k = 0$ gesetzt, so erhält man einen von Maxwell aus später zu erwähnenden, besonderen Betrachtungen abgeleiteten Werth (s. w. u.).

**1442** Aus dem obigen Potentialwerthe folgen die Wechselwirkungen der Elemente $Ds$ und $Ds_1$ nach den drei Axen nach Einführung der Werthe $x$, $y$, $z$ und der Richtungscosinus der Elemente durch Differentiation des Werthes $P$ nach $x$, $y$, $z$. Dann ergiebt sich, dass die Resultante nicht mehr in die Verbindungslinie der Elemente fällt, und ausser dem translatorischen Antriebe noch ein rotatorischer auftritt (vergl. §. 1440). Drückt man ferner die Cosinus in der Formel für $P$ durch die Differentialquotienten von $r$ nach $s$ und $s_1$ aus und berechnet das Potential $P_1$ eines geschlossenen Stromes, dessen Element $Ds_1$ ist, auf das Element $Ds$, so fällt das den Werth $k$ enthaltende Glied hinaus und es bleibt

$$P_1 = -A^2 i i_1 ds \int \frac{\cos (Ds Ds_1)}{r} ds_1.$$

Hier ist also keine Entscheidung über den Werth $k$ zu treffen. Ueber-

[1]) von Helmholtz, Journ. für reine und angewandte Mathematik 72, p. 1, 1870*, 75, p. 35, 1872*.

dies steht die translatorische Kraft nicht mehr auf dem Elemente $Ds$ senkrecht, wie es Ampère aus dem wenig zureichenden Versuche Bd. III, §. 21 geschlossen hatte [1]).

**1443** Zur weiteren Prüfung des elementaren Potentialgesetzes kann man die Wirkung der Elemente ungeschlossener Leiter ähnlich wie in §. 1435 in verschiedene Theile zerlegen.

Fliesst die Elektricität in einem Leiter in einzelnen Stromfäden continuirlich fort, ohne von einem Stromfaden zum anderen überzugehen, so kann man, wenn sich die freie Elektricität an einer Stelle des Stromfadens ändert, annehmen, dass daselbst ein neuer Stromfaden beginnt und zu dem schon vorhandenen hinzutritt. Ist die Anhäufung der freien Elektricität an den Enden des neuen Fadens in der Zeit $dt$ gleich $de$, ist die Intensität des Stromes in demselben gleich $i$, so ist an seinen Enden an der Eintritts- und Austrittsstelle des Stromes $i = \mp de/dt$. Dann sind die elektrodynamischen Wirkungen im Inneren des Stromfadens und an seinen Enden getrennt zu betrachten.

Zu dem Ende zerlegt v. Helmholtz das Potential $P$ der Stromelemente $Ds$ und $Ds_1$ auf einander in zwei Theile:

$$P_1 + P_2 = -A^2 i i_1 \int\int \frac{\cos(Ds\,Ds_1)}{r} Ds\,Ds_1 - A^2 i i_1 \frac{1-k}{2} \int\int \frac{d^2 r}{ds\,ds_1} Ds\,Ds_1 \text{ [2]},$$

von denen $P_1$ von $k$ unabhängig, $P_2$ von $k$ abhängig ist.

Ist der Stromfaden biegsam und dehnbar, so sind die Längen $s$ und $s_1$ variabel; um also die Elemente zu bezeichnen, sind neue Parameter $p$ und $\pi$ an Stelle von $s$ und $s_1$ einzuführen, welche für jeden materiellen Punkt des Leiters bei der Bewegung unveränderte Werthe beibehalten. Dann kann man zunächst setzen, wenn die Coordinaten der Elemente $x, y, z$; $\xi, \eta, \zeta$ sind:

$$P_1 = -A^2 i i_1 \int\int \frac{1}{r}\left(\frac{dx}{dp}\frac{d\xi}{d\pi} + \frac{dy}{dp}\frac{d\eta}{d\pi} + \frac{dz}{dp}\frac{d\zeta}{d\pi}\right).$$

Die gesammte $X$-Componente der $P_1$ entsprechenden Wirkung des Leiters $S_1$ auf Leiter $S$ ergiebt sich gleich $\int\int X\delta x = -\delta P_1/\delta x . \delta x$. — Je nach der Ausführung der Integration erhält man dann entweder:

I. 1) für die Kräfte im Inneren von $S$

$$X ds = A^2 i i_1 dy \int \left[\frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{dx}\frac{d\eta}{d\pi} - \frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{dy}\frac{d\xi}{d\pi}\right] d\pi$$

$$+ A^2 i i_1 dz \int \left[\frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{dx}\frac{d\zeta}{d\pi} - \frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{dz}\frac{d\xi}{d\pi}\right] d\pi,$$

[1]) Riecke, Göttinger Nachrichten 14. August 1872*. — [2]) Auch Beltrami (Nuovo Cimento 12, p. 149, 1874*) setzt das Potential gleich $d^2r/ds\,ds_1 + f(r)\cos(Ds\,Ds_1)$.

welcher Ausdruck dem Grassmann'schen Gesetze entspricht;

2) für die an den Endpunkten von $S$ auftretenden Kräfte

$$\overline{X} = A^2 i_1 \frac{de}{dt} \int \frac{1}{r} \frac{d\xi}{d\pi} d\pi,$$

welcher Ausdruck nach dem Potentialgesetze hinzutritt; oder:

II. 1) Für die Kräfte im Inneren von $S$ erstens

$$X_i = -\frac{x-\xi}{r^3} i i_1 A^2 \left[ 2 \left( \frac{dx}{ds} \frac{d\xi}{ds_1} + \frac{dy}{ds} \frac{d\eta}{ds_1} + \frac{dz}{ds} \frac{d\zeta}{ds_1} \right) + 3 \frac{dr}{ds} \frac{dr}{ds_1} \right],$$

welcher Ausdruck der Ampère'schen Formel entspricht, zweitens

$$X_a = -A^2 i \frac{d\varepsilon}{dt} \frac{x-\xi}{r^2} \frac{dr}{ds},$$

wo $d\varepsilon$ die Aenderung der freien Elektricität im Leiter $S_1$ in der Zeit $dt$ angiebt, welche Kraft von der Einwirkung der Enden von $S_1$ auf das Innere von $S$ herrührt.

2) Für die Kräfte an den Endpunkten von $S$ erstens

$$\overline{X}_i = -A^2 i_1 \frac{de}{dt} \frac{x-\xi}{r^2} \frac{dr}{ds_1},$$

welche Kraft von dem Leiter $S_1$ auf die Enden von $S$ ausgeübt wird; zweitens

$$\overline{X}_a = -A^2 \frac{d\varepsilon}{dt} \frac{de}{dt} \frac{x-\xi}{r},$$

welche Kraft von den Enden von $S_1$ auf die Enden von $S$ ausgeübt wird.

Endlich sind die aus $P_2$ abgeleiteten Kräfte zu berechnen, welche gleich sind:

$$A^2 \frac{1-k}{2} \frac{de}{dt} \frac{d\varepsilon}{dt}.$$

**1444** Bei der Vereinigung aller Kräfte nach den drei Axen würden also folgende Kräfte von dem Stromesleiter $S_1$ auf den Leiter $S$ ausgeübt werden:

1) Innere Kräfte zwischen den Elementen $Ds$ und $Ds_1$, welche nach dem Ampère'schen Gesetze wirken.

2) Eine abstossende Kraft zwischen dem Stromelemente $i_1 Ds_1$ und der an den Enden von $S$ frei werdenden Elektricität $e$:

$$A^2 i_1 \frac{de}{dt} \frac{cos(r_1 Ds_1)}{r} Ds_1.$$

3) Eine abstossende Kraft zwischen den an den Stromenden frei werdenden Elektricitäten $e$ und $\varepsilon$ von der Grösse

$$-A^2 \frac{1+k}{2} \frac{de}{dt} \frac{d\varepsilon}{dt}$$ [1]).

---

[1]) Aehnliche Zerlegungen von Riecke, Wied. Ann. 11, p. 284, 1880*.

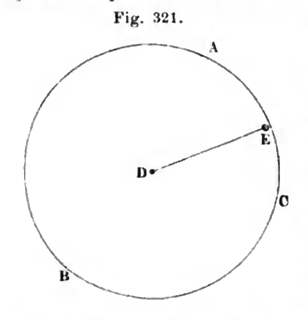
Während also die erste Wirkung in Folge des Ampère'schen Gesetzes dem Werthe $Ds\,Ds_1/r^2$ proportional ist, ist die zweite dem Werthe $Ds_1/r$ proportional. Man kann diese Werthe nicht in Vergleich stellen, da die ersteren auf unendlich kleine Elemente $Ds$, die anderen auf Endpunkte eines endlichen Leiters wirken. Die dritte Wirkung, welche allein mit den verschiedenen Annahmen über den Werth $k$ sich ändern würde, ist von der Entfernung der Elemente unabhängig. Da aber von den beiden Enden eines Stromleiters zwei entgegengesetzte Kräfte solcher Art ausgehen, deren Richtung bei grösserer Entfernung nur etwas verschieden ist, so nimmt ihre Resultante dann ab, wie $1/r^2$.

**1445** Die Kräfte (2 und 3) §. 1444, welche auf die Stromenden wirken und Kräftepaare darstellen, könnten unter Umständen darauf hinwirken, den Leiter zu zerreissen. Da aber auf die Trennung jedes einzelnen Querschnittes nur dasjenige Paar dieser Kräfte hinwirkt, welches an seinen beiden entgegengesetzten Seiten angreift, und jede einzelne dieser Kräfte endlich ist, so ist auch endliche Festigkeit des Leiters genügend, um dieser Zerreissung zu widerstehen [1]).

Endlich folgt aus diesem Potentialgesetze, dass jede Entstehung eines neuen Elementes als die Vergrösserung der Länge eines Elementes um $\Delta s$ im Stromkreise eine Arbeit consumirt, welche der Abnahme des Potentials gleich ist, also gleich $A^2 r^{-1} i i_1 \Delta s\, Ds_1 \cos\vartheta \cos\vartheta_1$, resp. $A^2 r^{-1} i i_1 \Delta s\, Ds_1 \cos\varepsilon$.

**1446** Eine Prüfung, ob in der That derartige, dem elementaren Potentialgesetze entsprechende Kräfte auftreten, kann entweder durch Untersuchung der elektrodynamischen Wechselwirkung der Stromelemente unter einander oder der Elemente und Stromenden vorgenommen werden, oder auch durch Untersuchung der umgekehrten Erscheinungen bei der Induction.

Fig. 321.




In Betreff der Kräfte zwischen den Elementen $Ds$ und $Ds_1$ eines ungeschlossenen Leiters sind gegen das elementare Potentialgesetz namentlich die Rotationen von scheinbar ungeschlossenen Leitern unter dem Einflusse geschlossener Ströme als Einwände angeführt worden, wobei keine Aenderung des Potentials, bez. ein derselben entsprechender Bewegungsantrieb auf die einzelnen Elemente aufzufinden wäre.

---

[1]) v. Helmholtz, Crell. J. **78**, p. 273, 1874*; entgegen Bertrand, Compt. rend. **75**, p. 861, 1872*, **79**, p. 337, 1874*.

Fliesst z. B. ein geschlossener Strom durch den Kreis *ABC* und ein zweiter durch den radialen Leiter *DE*, Fig. 321 (a. v. S.), so bleibt das Potential des Kreises auf die Elemente des radialen Leiters *DE* in allen Lagen des letzteren unverändert, und dennoch rotirt derselbe[1]).

Indess ist hier nach v. Helmholtz[2]) zu bedenken, dass in der Schicht, in welcher der Strom von dem Ende des rotirenden Leiters zu dem festen oder flüssigen Leiter (Quecksilber) übergeht, welcher die weitere continuirliche Fortleitung desselben vermittelt, sei es direct, sei es unter Bildung von Funken — ohne dass indess dabei eine Ansammlung freier Elektricität an den Begrenzungsflächen derselben stattfindet — eine Drehung der Stromfäden eintritt, die um so grösser ist, je kürzer die Uebergangsschicht ist. Hierbei wird also im Ganzen eine von der Dicke der letzteren unabhängige Arbeit geleistet.

**1447** Auch Bertrand[3]) hat es in Zweifel gezogen, dass zwei Stromelemente ein Potential auf einander besitzen könnten. Er nimmt an, dass entsprechend der Ampère'schen Formel zwischen den Elementen $Ds$ und $Ds_1$ nur allein eine Kraft in der Richtung ihrer Verbindungslinie wirke. Werde also das eine Element um letztere als Axe gedreht, so werde keine Arbeit geleistet, obgleich sich dabei der Winkel $(Ds\,Ds_1)$ zwischen den Elementen ändert.

**1448** Auch die von Zöllner[4]) und von C. Neumann[5]) herbeigezogenen Versuche (Bd. III, §. 158 u. 197), bei welchen der Strom aus den sich drehenden Theilen in die in Ruhe bleibenden Theile des Leiters in allen möglichen Richtungen eintritt, ohne dass dabei trotz der Aenderung der Richtung der event. an den Uebergangsstellen wirkenden Kräfte sich die Rotationsrichtung ändert, bez. auch absolut biegsame, flüssige Leiter, wie Quecksilberstrahlen rotiren, sind nach v. Helmholtz nicht maassgebend, da in der That gar keine solche besonderen Kräfte an der Uebergangsstelle existiren und die Wirkung durchaus nicht zwischen einem geschlossenen Stromkreise und einem ungeschlossenen Theile eines anderen ausgeübt wird, sondern letzterer auch ein Theil eines geschlossenen Stromkreises ist.

Man kann also nach von Helmholtz[6]) das Potentialgesetz von F. E. Neumann für $k = 1$ anwenden und das Potential zweier Stromelemente:

$$\frac{ii_1}{r}\,Ds\,Ds_1\cos\varepsilon$$

---

[1]) Aehnliche Einwände von C. Neumann, Math.-phys. Berichte d. Königl. Sächs. Ges. d. Wissensch. 1872, p. 148*; siehe daselbst auch eine Discussion der verschiedenen Hypothesen in den Theorien der Elektrodynamik und Induction. — [2]) Helmholtz, Monatsber. d. Berl. Akad. 6. Febr. p. 91, 1873*. — [3]) Bertrand, Compt. rend. **73**, p. 965, 1871*, **75**, p. 860, 1872*. — [4]) F. Zöllner, l. c., III, §. 158. — [5]) C. Neumann, K. Sächs. Math.-phys. Ber. 1872, p. 144; 1874, p. 145*; Pogg. Ann. **155**, p. 226, 1875*. — [6]) Helmholtz, Pogg. Ann. **153**, p. 545, 1874*; vergl. auch Lippich, ibid. p. 616, 1874*.

schreiben. Je nachdem sich $Ds$, $Ds_1$, $\varepsilon$ oder $r$ ändern können, entspricht demselben wiederum erstens eine Componente $i i Ds Ds_1 \cos\varepsilon / r^2$, welche die Anziehung der Elemente darstellt: zweitens folgen daraus zwei Kräftepaare von der Intensität $i i_1^1 Ds / r$ und $i i_1 Ds_1 / r$, welche die Stromelemente einander parallel zu stellen suchen und die das Drehungsmoment $i i^1 Ds Ds_1 \sin\varepsilon / r$ haben. In gewissen Entfernungen überwiegen also die drehenden Kräfte über die anziehenden.

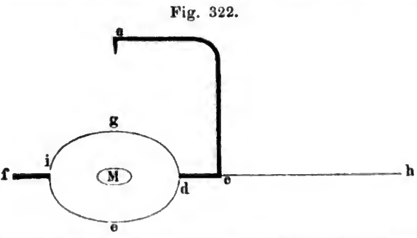
Bei dem Versuche von Zöllner sind nur einzelne Theile des geschlossenen Stromes im Bügel drehbar, die an den einzelnen Elementen derselben angreifenden Kräftepaare heben sich auf, bis auf die auf die Elemente an den Endpunkten wirkenden. Dieselben suchen sich den ihnen zunächstliegenden Theilen des den Elektromagnet magnetisirenden Stromes parallel zu stellen. Da auch dieselbe Kraft auf die leitenden Flüssigkeitsfäden wirkt, in welche der Leiter eintaucht, so werden beide daselbst in gleichem Sinne gedreht. Die Wirkungen heben sich auf und das obere Ende des Drahtes schreitet bei der Drehung voran.

Dasselbe muss beim Uebergange des Stromes zwischen einem festen Bügel und einem festen Leiter, auf welchem ersterer gleitet, stattfinden, nur dass hier der Funken, resp. Lichtbogen an der Contactstelle die Stelle des flüssigen Leiters übernimmt.

**1449** Ferner hat Herwig einen Versuch gegen das elementare Potentialgesetz von Helmholtz anzustellen versucht.

Er wendete einen an einem Seidenfaden bei $a$ aufgehängten, etwa durch 1 kg belasteten starken Messingbügel $acd$ an, an dessen Ende $d$

Fig. 322.




zwei kaum 0,1 mm dicke, sehr weiche Kupferdrähte gelöthet waren, welche sich um den Magnet $M$ halbkreisförmig herumzogen und von denen der eine $dei$ mit der festen Stromleitung $if$ verbunden, der andere $dgi$ bei $i$ isolirt war. Nach der Rückseite war der horizontale Arm des Bügels durch einen ebenso dünnen Kupferdraht $ch$ verlängert, welcher an einen festen Punkte $h$ angeknüpft war. Der Bügel wurde so in die magnetische Ostwestebene gestellt. Bei zwei Versuchen wurde entweder der Strom von oben durch den Bügel zum Ringe, oder vom Punkte $h$ aus zum Ringe geführt. Im ersten Falle zeigte sich je nach der Stromesrichtung eine deutliche Ablenkung des Bügels im einen oder anderen Sinne, soweit es

die Biegung der Kupferdrähte gestattete, im zweiten keine solche. Bei symmetrischer Stellung zu beiden Polen beim Heben und Senken des Magnets ergab sich in der Mittelstellung die Drehung 1000, in der höchsten und tiefsten 422 und 570.

Es soll also der gebogene Draht keine Rolle spielen und die Wirkung entgegen der Ansicht von Helmholtz wesentlich auf den Bügel ausgeübt werden. Indess wendet v. Helmholtz mit Recht ein, dass bei Herwig's[1]) Versuch der halbkreisförmige dünne Leitungsdraht von den parallelen und benachbarten Kreisstromantheilen des Magnets je nach der Richtung angezogen oder abgestossen werden muss. Wird der Strom durch den horizontalen Draht vom Punkte $h$ zugeführt, so wird dadurch eine Gegenkraft geschaffen, sobald er die radiale Richtung verlässt und sein mit dem Bügel verbundenes Ende sich mit letzterem dreht. Ist der Magnet sehr lang, so ist das Potential des Magnets auf ein Element $Ds$ gleich

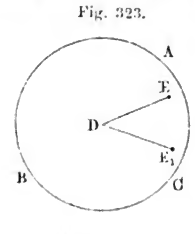
$$\frac{m i D s \cos \eta}{\varrho},$$

wo $\eta$ der Winkel zwischen $Ds$ und der Tangente eines durch $Ds$ gehenden, um den Magnetpol gelegten, zur Magnetaxe senkrechten Kreises vom Radius $\varrho$ ist. Bildet $\varrho$ mit einer festen, durch die Magnetaxe gelegten Ebene den Winkel $\omega$, so ist $\varrho\, d\omega = ds \cos \eta$, also das Potential gleich $m i d\omega$. Gelten für den Anfangs- und Endpunkt die Werthe $\omega_1$ und $\omega_2$ für $\omega$, so ist das ganze Potential des Drahtes $m i (\omega_2 - \omega_1)$. Sind, wie bei Herwig's zweiten Versuch, beide Enden des Drahtes fest, so kann das Potential, welches nur von den Endpunkten abhängt, sich nicht bei der Lagenänderung des Drahtes ändern; also kann auch keine elektrodynamische Wirkung eintreten.

Diese Einwände sind also noch nicht entscheidend.

**1450** Umgekehrt wird, wenn der Leiter $DE$, Fig. 323, mechanisch um den Mittelpunkt $D$ des Stromkreises $ABC$ in Rotation versetzt, also etwa in die Lage $DE_1$ übergeführt wird, in demselben ein Strom inducirt.

Fig. 323.




Nach dem Gesetze von F. E. Neumann ist dabei das Potential auf den ganzen Umkreis $DEE_1$ in Betracht zu ziehen, in welchem sich der Bogen $EE_1$ bei der Rotation von $DE$ ändert.

Nach dem elementaren Potentialgesetze ist dagegen nur das Potential auf $DE$ zu berücksichtigen, welches sich bei der Rotation nicht verändert.

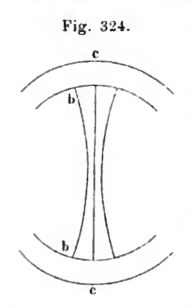
Es könnte nun sein, dass hierbei noch die Aenderung der Richtung der Stromfäden beim

[1]) Herwig, Pogg. Ann. **153**, p. 263, 1874*.

Uebergange des Stromes aus $DE$ in die ableitende, etwa mit Quecksilber gefüllte, kreisförmige Rinne, in welche das Ende $E$ eintaucht, zu berücksichtigen wäre, in welcher „Gleitstelle" wiederum noch die Elektricität, sei es direct, sei es durch Vermittelung eines Funkens oder Lichtbogens, continuirlich übergehen könnte.

**1451** Indess hat v. Helmholtz[1]) gezeigt, dass eine solche Gleitstelle bei dem erwähnten Inductionsversuche nicht nöthig ist.

Fig. 324.




Zwischen den vertical über einander gestellten Polen eines starken Elektromagnets rotirt an einer verticalen Axe ein an beiden Enden mit cylindrischen Platten $b$ versehener Leiter, Fig. 324, bei den conaxialen Platten $c$ vorbei, welche während der in der Figur gezeichneten Stellung zur Erde abgeleitet, bei der Drehung von $b$ um 90° mit der einen Platte eines andererseits abgeleiteten Condensators nach R. Kohlrausch verbunden sind. Wird durch den elektromagnetischen Einfluss bei der Rotation Elektricität in dem rotirenden Leiter gegen die Platten $bb$ getrieben, so bindet sie die entgegengesetzte in $cc$ bei der ersten Lage und letztere wird bei der Drehung um 90° frei und ladet den Condensator. Dies tritt in der That ein, der Ausschlag ist z. B. 67. Werden die Platten $cc$ während der zweiten Lage von $bb$ mit dem Condensator verbunden, so ist die Ladung die entgegengesetzte, z. B. gleich 12,42. Mit Rücksicht auf die Capacität des Condensators hätte sie nach dem ersten Versuche 13,8 sein müssen. Demnach tritt auch ohne Gleitstelle eine elektromotorische Kraft in Thätigkeit, obgleich das Potential auf $bb$ das gleiche bleibt.

**1452** Bei weiteren Versuchen wurden am oberen Rande der festen Platten $cc$ Federn angebracht, welche bei der Drehung gegen Metallstifte auf dem oberen Rande von $bb$ schleiften und dadurch die zwischen den festen Endpunkten, der Axe und den festen Platten $cc$ eingeschlossene inducirte Leitung schlossen. Von $c$ aus wurde der Condensator geladen. Berechnet auf eine mittlere Höhe der Gleitstelle, reducirt sich der beobachtete Ausschlag (18,17) auf 13,36, also mit Berücksichtigung der ungleichen Verhältnisse wesentlich auf das gleiche, wie vorher. Jedenfalls ist die elektromotorische Kraft an der Gleitstelle also sehr klein. Das elementare Potentialgesetz, welches nur die elektrischen Bewegungen in den Leitern und ihre Fernewirkungen betrachtet, ist also mit den Thatsachen in Widerspruch[2]).

[1]) v. Helmholtz, Pogg. Ann. **158**, p. 87, 1876*; Berl. Monatsber. Juni 1875*. — [2]) Siehe Excurse hierüber von Zöllner, Pogg. Ann. **154**, p. 321, 1875*, **158**, p. 106, 1876*.

1453 Auch noch auf eine andere Weise lässt sich ein solcher Widerspruch nach v. Helmholtz nachweisen, wenn man Theile von Leitern betrachtet, an deren Enden sich freie Elektricitätsmengen ansammeln, und die Kräfte zwischen ihnen und geschlossenen Stromleitern untersucht.

Ob dergleichen Kräfte an den Stromenden überhaupt thätig sind, ist im Laboratorium von Helmholtz von Schiller[1]) in folgender Weise geprüft worden.

Ein geschlossener Stahlring von 24,92 mm innerem, 29,78 mm äusserem Radius, 15,064 mm Höhe und 100,535 g Gewicht wurde mit 161 Windungen von 0,87 mm dickem Kupferdraht und darauf mit noch 794 Windungen umwunden. Durch erstere Windungslagen wurde ein Strom geleitet und die Stärke des in den zweiten Windungen inducirten Stromes an einem Galvanometer unter Einschaltung verschiedener Widerstände in absolutem Maasse bestimmt, woraus sich die Intensität des vertheilten Magnetismus ergab. Durch Subtraction des bei wiederholten Schliessungen erhaltenen Werthes von der Summe der bei aufsteigenden magnetisirenden Kräften erhaltenen Werthe konnte der permanente Magnetismus des Ringes erhalten werden.

Der Stahlring war in einem cubischen, geschlossenen, zur Erde abgeleiteten Messingblechkasten von 80 mm Kante an einem 2 m langen Coconfaden so aufgehängt, dass er in der Gleichgewichtslage senkrecht gegen den Meridian war. Oben war an ihm ein Spiegel befestigt, der in einer kleinen auf den Kasten aufgesetzten Blechhülle schwebte. Ein am Ende zugespitzter rechtwinkeliger Metallhaken wurde im Abstande von 50 mm vom Mittelpunkte des Ringes unter Zwischenstellung einer 4 Quadratfuss grossen Glasplatte dicht an den Kasten gestellt, so dass seine Spitze von ihm abgekehrt war, und durch eine gut isolirte Leitung unter Zwischenschaltung eines Galvanometers mit dem einen Pol einer andererseits abgeleiteten, gleichmässig gedrehten Elektrisirmaschine verbunden.

Nach Bestimmung des Directionsmomentes $G$, welches den Ring in seine Ruhelage zurückführt, durch Schwingungsversuche, des Trägheitsmomentes, sowie der Intensität $i$ des Elektricitätsstromes, lässt sich aus den Gleichungen von v. Helmholtz die Ablenkung $\alpha$ berechnen, welche der Ring erfahren müsste, wenn das Stromende dem Rande des Ringes gegenüberstand und elektromagnetisch wirkte, nach der annähernden Formel:

$$G\alpha = Mi\lambda \frac{\pi a^2}{r^2} \frac{\varrho}{r},$$

in welcher Formel $\lambda = 2\delta h$ gleich dem Querschnitt der Masse des Ringes, $h$ die Höhe, $2\delta$ die Differenz des äusseren und inneren Radius desselben, $\varrho$ der Abstand des Schwerpunktes des Ringes von der Spitze, $a$ der Radius des Ringes, $r = \sqrt{\varrho^2 + (h/2)^2}$ ist.

---

[1]) Schiller, Pogg. Ann. **159**, p. 456, 537, 1876*, **160**, p. 333, 1877*.

Durch die Versuche war gefunden: $G = 10^{-5} . 4{,}790\,(m^2\,g\,sec^{-2})$, $M = 8673\,(m^{-1/2}\,g^{1/2}\,sec^{-1})$, $i = 10^{-7} . 2{,}764\,(m^{1/2}\,g^{1/2}\,sec^{-1})$, woraus folgt: $G\alpha = 10^{-7} . 1{,}813\,(m^2\,g\,sec^{-2})$. Der Werth $\alpha$ hätte demnach 0,003787 sein müssen, welcher bei einem Abstande von 3000 Scalentheilen auf der dem Spiegel des Apparates gegenüberstehenden Scala der nicht unerheblichen Ablenkung um 22,7 Scalentheile entspräche. Trotzdem konnte keine Ablenkung beobachtet werden.

Entweder bestehen also keine elektromagnetischen Wirkungen an den Stromenden oder der Strom ist factisch durch die dielektrische Polarisation des umgebenden Mediums geschlossen.

Endlich hat Schiller (l. c.) noch folgende Versuche angestellt. **1454**

Vor dem einen kreisförmigen Pole eines 42 mm dicken grossen Ruhmkorff'schen Elektromagnetes, dessen einer horizontaler cylindrischer Schenkel beseitigt war, rotirte ein Condensator, dessen 150 mm grosse Platten, zwei Metall- und eine Glasplatte, auf eine durch die 30 mm dicke Durchbohrung der gegenüberstehenden Magnetpole hindurchgehende Axe in äquatorialer Lage concentrisch zur Axe im Abstande von 2 mm von einander aufgesetzt waren. Die mit einem Schnurlauf versehene Axe bestand aus einer in den Lagern isolirten und in der Mitte zwischen den Platten durchbrochenen kupfernen Stange, gegen deren beide Hälften ausserhalb der Magnetpole zwei mit einem Spiegelgalvanometer verbundene Metallfedern schleiften.

Die Platten wurden durch drei mittelst Kautschuk von ihnen isolirte Schrauben zusammengehalten, welche durch Löcher in ihnen hindurchgingen.

Bei den Versuchen wurde erst der Strom des Elektromagnets wiederholt umgekehrt und der Ausschlag abgelesen. Dann wurde der Condensator in schnelle Rotation (circa 15 Umdrehungen in der Secunde) versetzt und von 15 zu 15 Secunden der magnetisirende Strom umgekehrt. Der Ausschlag blieb völlig ungeändert, entgegen dem elementaren Potentialgesetze.

Wird ein abwechselnd gerichteter Strom durch die Leitung zum Condensator geleitet und je nach der Ladung und Entladung desselben auch im Elektromagnet die Stromesrichtung geändert, so würde, wenn erstens der Condensator einfach die Leitung unterbräche, falls das Ampère'sche Gesetz für ungeschlossene Ströme gälte, der Condensator rotiren. Stellt der Condensator zweitens etwa durch die Polarisation seines Dielektricums eine Schliessung des Stromkreises her, so würde nach demselben Gesetze keine Rotation eintreten. Da endlich das Potential des Magnetes auf den Strom bei der Drehung sich nicht ändert, so könnte auch drittens, falls die Condensatorplatten als Stromenden nach dem elementaren Potentialgesetze eine elektromagnetische Wirkung ausübten, keine Rotation stattfinden. **1455**

Umgekehrt würde bei der durch äussere Kräfte erzeugten Rotation des Condensators zwischen den Magnetpolen im ersten Falle in der Schliessung des Condensators ein inducirter Strom auftreten, in den beiden letzten Fällen nicht.

Da das negative Resultat der §. 1453 erwähnten Versuche die Annahme des elementaren Potentialgesetzes ausschliesst, kann nur die Wahl zwischen den ersten beiden Annahmen sein. Da indess nach den Versuchen die Rotation des Condensators keine Inductionsströme erzeugt, so ist auch die Anwendung des Ampère'schen Gesetzes ausgeschlossen. Es bleibt also nur die Annahme, dass das nichtleitende Zwischenmedium bei seiner dielektrischen Polarisation ähnliche Eigenschaften besitzt, wie die vom Strome durchflossenen Leiter.

Aehnliche Anschauungen werden wir später bei Besprechung der Theorie von Maxwell erwähnen [1]).

**1456** Bei den bisher angeführten elektrodynamischen und Inductionsgesetzen wurden die Stromelemente als gegebene Gebilde genommen und ihre Wechselwirkungen empirisch bestimmt.

Ueber die näheren Ursachen derselben sagen dieselben nichts aus.

Wollte man die Wirkungen aus der Wechselwirkung der in den Elementen befindlichen Elektricitätsmengen nach den elektrostatischen Gesetzen ableiten, so erhielte man kein Resultat, da in den Elementen nach der dualistischen Hypothese immer gleiche Quantitäten beider Elektricitäten vorhanden sind, ihre Wirkungen sich also aufheben, und die auf ihrer Oberfläche während des Stromes angehäuften freien Elektricitäten viel zu gering sind, um die elektrodynamischen Erscheinungen zu bedingen.

**1457** Um der Lösung dieser Frage näher zu kommen, hat Fechner [2]) mit Zugrundelegung der Hypothese des gleichzeitigen Doppelstromes von positiver und negativer Elektricität in der Stromesleitung sich besondere Vorstellungen über die Wirkungsart bewegter Elektricitäten gebildet, die von der der ruhenden Elektricitäten abweichen soll. Er nimmt an, dass gleichartige Elektricitäten einander anziehen, wenn sie sich in gleicher Richtung oder gegen denselben Punkt hin, einander abstossen, wenn sie sich in entgegengesetzter Richtung bewegen; dass umgekehrt ungleichartige Elektricitäten sich anziehen, wenn sie in entgegengesetzter, dass sie sich abstossen, wenn sie in gleicher Richtung sich bewegen.

**1458** Von diesen Hypothesen ausgehend hat W. Weber [3]) sein „elektrodynamisches Grundgesetz" entwickelt.

---

[1]) Durch den experimentellen Nachweis, dass das elementare Potentialgesetz nicht aufrecht erhalten werden kann, erledigen sich auch alle übrigen Betrachtungen darüber, vergl. namentlich auch noch Riecke, Wied. Ann. 11, p. 296, 1880*, Lorberg, Wied. Ann. **12**, p. 115, 1881*. — [2]) Fechner, Pogg. Ann. **64**, p. 337, 1846*. — [3]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen **1**, p. 99, 1866*.

Wirken zwei ruhende elektrische Massen $e$ und $e_1$ in der Entfernung $r$ auf einander, so ist ihre Anziehung oder Abstossung, je nachdem sie ungleichnamig oder gleichnamig sind, nach dem elektrostatischen Grundgesetze in mechanischen Einheiten:

$$A = \frac{e e_1}{r^2}.$$

Sind die Elektricitäten $e$ und $e_1$ gleichnamig, so ist die Kraft $A$ positiv, sie sucht die Entfernung der elektrisch geladenen Massen zu vergrössern. — Befinden sich in zwei Elementen zweier galvanischer Ströme in gleichen Zeiten die Elektricitätsmengen $\pm e$ und $\pm e_1$ im Zustande der Ruhe, so setzt sich ihre Anziehung und Abstossung gegen einander nach obigem Gesetze aus vier Theilen zusammen, nämlich:

$$\frac{+e \cdot +e_1}{r^2} + \frac{-e \cdot -e_1}{r^2} + \frac{+e \cdot -e_1}{r^2} + \frac{-e \cdot +e_1}{r^2}.$$

Diese heben sich alle gegenseitig auf und es kann keine Wirkung stattfinden.

Da aber bei den elektrodynamischen Erscheinungen die elektrischen Massen in Bewegung sind, so wird, ausser der Annahme des elektrischen Doppelstromes, noch die Hypothese gemacht, dass ihre gegenseitige Anziehung von der relativen Geschwindigkeit und auch noch von der Beschleunigung ihrer Bewegung gegen einander auf ihren Bahnen abhängen könne. Bezeichnen also $dr/dt$ und $d^2r/dt^2$ die Geschwindigkeit und Beschleunigung der Elemente in der Richtung ihrer Verbindungslinie $r$ zur Zeit $t$, so ist die Wirkung $W$ der Elemente durch die Formel:

$$W = \frac{e e_1}{r^2}\left[1 + \alpha\left(\frac{dr}{dt}\right)^n + \beta\left(\frac{d^2 r}{dt^2}\right)^m\right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

darzustellen [1]).

[1]) Eine schon früher von Gauss (Gauss' Werke 5, p. 616, vom Jahre 1835) aufgestellte Formel der Wechselwirkung elektrischer Theilchen

$$\frac{e e_1}{r^2}\left\{1 + K\left[u^2 + {}^3/_2\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right]\right\},$$

in welcher $u$ die relative Geschwindigkeit der beiden elektrischen Theilchen und $1/\sqrt{K}$ eine bestimmte Geschwindigkeit vorstellt, entspricht nicht dem Princip von der Erhaltung der Energie und kann daher die Inductionsphänomene nicht ergeben. Bewegt sich das Element $Ds$ mit der Geschwindigkeit $c$ nach einer bestimmten Richtung, so wird die inducirte elektromotorische Kraft in $Ds_1$ in der Richtung der letzteren

$$\frac{1}{r^2}\, c\, i\, Ds\, Ds_1\, [2\cos(v_1 ds) - {}^3/_2 \cos(v_1 r) . \cos(r_1 ds)] \cos(r_1 ds_1),$$

welche Formel Veränderungen der Intensität $i$ nicht enthält, die gleichfalls Inductionswirkungen hervorrufen. (Vgl. Maxwell, Treatise, 2 edit. 2, p. 437*). — Aus einer ähnlichen, aber nicht besonders begründeten Hypothese, dass eine elementare Masse $m$ von bewegtem elektrischem Fluidum durch ein Stromelement $Ds$ in der Richtung der Verbindungslinie ihrer Mittelpunkte angezogen oder

Im Falle die elektrischen Massen ruhen, sind $dr/dt$ und $d^2r/dt^2 = 0$; es tritt in diesem Falle das elektrostatische Gesetz in Gültigkeit.

In obiger Formel sind die Werthe $\alpha$, $\beta$, $n$, $m$ zu bestimmen, und es ist sodann zu untersuchen, ob dieselbe mit der von Ampère aufgestellten Formel in Uebereinstimmung ist.

1459 Die Bestimmung der Werthe $\alpha$, $\beta$, $m$, $n$ geschieht durch Betrachtung besonderer Fälle.

1) Fliessen in zwei in einem Punkte $B$ zusammenlaufenden Leitern $AB$ und $A_1B$ die galvanischen Ströme nach dem Kreuzungspunkte $B$ hin, so ist ihre Einwirkung dieselbe, möge in beiden die positive Elektricität gegen $B$ hin-, oder von $B$ fortfliessen. Im ersten Falle ist aber die relative Geschwindigkeit $dr/dt$ positiv, im zweiten negativ. — Die Aenderung des Vorzeichens von $dr/dt$ darf also keinen Einfluss auf das Resultat haben; der Exponent $n$ muss eine gerade Zahl sein. Die einfachste Annahme ist:

$$n = 2.$$

2) Zwei in einer Richtung liegende und auf einander folgende Elemente $Ds$ und $Ds_1$ der Leiter zweier galvanischer Ströme von den Intensitäten $i$ und $i_1$ stossen sich gegenseitig mit einer Kraft ab, welche durch den Werth:

$$A = \frac{i i_1 \, Ds \, Ds_1}{2 r^2} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 2)$$

ausgedrückt wird (Bd. III, §. 29). — Gehen durch die Längeneinheiten der Leiter in jedem Momente die Elektricitätsmengen $\pm e$ und $\pm e_1$, so befinden sich in derselben Zeit in den Elementen $Ds$ und $Ds_1$ die Massen $\pm e Ds$ und $\pm e_1 Ds_1$.

Es seien die Geschwindigkeiten der Elektricitäten in beiden Leitern $c$ und $c_1$. Da dieselben in jedem dieser Leiter ungeändert bleiben, indem wir den Querschnitt und den Stoff derselben als unveränderlich ansehen, so ist auch der Werth $dr/dt$ constant, also $d^2r/dt^2 = 0$.

Bezeichnen wir also mit $W_{++}$, $W_{+-}$ u. s. f. die Anziehungen und Abstossungen der bewegten Elektricitäten $\pm e$ des Elementes $Ds$ auf die bewegten Elektricitäten $\pm e_1$ des Elementes $Ds_1$, so ist danach:

---

abgestossen wird, hat Quet das Elementargesetz der Induction bei Verschiebung sowie Aenderung der Intensität in einem Kreisstrome und einem cylindrischen und sphärischen Solenoid abgeleitet, vergl. Compt. rend. 97, p. 36, 450, 639, 704, 800, 903, 992, 1199, 1883*; Beibl. 7, p. 777, 920*, 8, p. 235*.



| die relative Geschwindigkeit $dr/dt$ von | | die Wirkung |
|---|---|---|
| $+e$ und $+e_1$ | $c_1 - c$ | $W_{++} = \frac{e e_1}{r^2} [1 + \alpha (c_1 - c)^2 Ds Ds_1]$ |
| $-e$ „ $-e_1$ | $-(c_1 - c)$ | $W_{--} = \frac{e e_1}{r^2} [1 + \alpha (c_1 - c)^2 Ds Ds_1]$ |
| $-e$ „ $+e_1$ | $c + c_1$ | $W_{-+} = -\frac{e e_1}{r^2} [1 + \alpha (c + c_1)^2 Ds Ds_1]$ |
| $+e$ „ $-e_1$ | $-(c + c_1)$ | $W_{+-} = -\frac{e e_1}{r^2} [1 + \alpha (c + c_1)^2 Ds Ds_1]$ |

Die Gesammtwirkung ist die Summe dieser Kräfte, welche sich auf die Leiter selbst überträgt; sie ist gleich ihrer gegenseitigen Abstossung $A$. So ist:

$$A = \frac{i i_1 Ds Ds_1}{2 r^2} = -8 \frac{e e_1 Ds Ds_1 \alpha c c_1}{r^2}.$$

Die Intensität der Ströme ist aber proportional der in der Zeiteinheit durch den Querschnitt der Leiter strömenden Elektricität. Ist daher $a$ eine Constante, so ist:

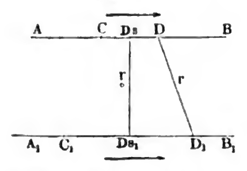
$$i = a e c \qquad i_1 = a e_1 c_1.$$

Beim Einsetzen dieser Werthe in $A$ erhält man:

$$\alpha = \frac{a^2}{16} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 3)$$

3) Die Anziehung der Elemente $Ds$ und $Ds_1$ zweier paralleler und gleichgerichteter Ströme, $AB$ und $A_1 B_1$, Fig. 325, deren Verbindungslinie $r_0$ auf den Elementen selbst senkrecht steht, ist nach der Ampère'schen Formel (Bd. III, §. 29):

Fig. 325.




$$B = -\frac{i i_1 Ds Ds_1}{r_0^2}.$$

Will man dieselbe Anziehung von der Wechselwirkung der sich bewegenden elektrischen Massen ableiten, deren Geschwindigkeiten sich wie die Linien $CDs : C_1 Ds_1$ verhalten, so ergiebt sich zunächst, dass die in $AB$ und $A_1 B_1$ fortschreitenden Elektricitätsmengen sich bei ihrer Bewegung von $A$ und $A_1$ aus bis zu den Elementen $Ds$ und $Ds_1$ beständig einander nähern; bei ihrem Weiterströmen nach $B$ und $B_1$ wieder von einander entfernen. Während also die relative Geschwindigkeit $dr/dt$ in der ersteren Zeit negativ war, ist sie in der zweiten positiv. In den Elementen $Ds$ und $Ds_1$ selbst ist daher $dr/dt$ Null. Der Einfluss der Bewegung der Elektricitäten reducirt sich dann auf das



ihre relative Beschleunigung $d^2 r/dt^2$ enthaltende Glied. Nehmen wir als einfachsten Fall an, der Exponent desselben sei

$$m = 1 \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 4)$$

so ist demnach die Wirkung:

$$W = \frac{e e_1 Ds Ds_1}{r^2}\left(1 + \beta \frac{d^2 r}{dt^2}\right).$$

Legen aber die in $Ds$ und $Ds_1$ befindlichen Massen in der Zeit $t$ die Wege $CDs = ct$, und $C_1 Ds_1 = c_1 t$ zurück, so ist nach dieser Zeit ihr Abstand $DD_1 = r$ gegeben durch die Gleichung:

$$r^2 = r_0^2 + (c - c_1)^2 t^2.$$

Der Werth $r$ ist variabel. Differenzirt man zweimal nach der Zeit $t$, so erhält man, da $c$, $c_1$ und $r_0$ constant sind:

$$r \frac{d^2 r}{dt^2} + \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = (c - c_1)^2.$$

Für den Augenblick, wo die elektrischen Massen sich in $Ds$ und $Ds_1$ befinden, ist $dr_0/dt = 0$, also

$$\frac{d^2 r_0}{dt^2} = \frac{(c - c_1)^2}{r}.$$

Führt man diesen Werth in die Formel $W$ ein und berücksichtigt, dass für die Bewegung der negativen elektrischen Massen die Werthe $c$ und $c_1$ gleichfalls negativ zu nehmen sind, so hat man:

$$W_{++} = \frac{e e_1 Ds Ds_1}{r^2}\left(1 + \frac{\beta}{r}(c - c_1)^2\right),$$

$$W_{--} = \frac{e e_1 Ds Ds_1}{r^2}\left(1 + \frac{\beta}{r}(c - c_1)^2\right),$$

$$W_{+-} = -\frac{e e_1 Ds Ds_1}{r^2}\left(1 + \frac{\beta}{r}(c + c_1)^2\right),$$

$$W_{-+} = -\frac{e e_1 Ds Ds_1}{r^2}\left(1 + \frac{\beta}{r}(c + c_1)^2\right).$$

Die Summe dieser Werthe entspricht der durch die Ampère'sche Formel gefundenen Anziehung. Demnach ist, wenn wir in derselben $i = aec$, $i_1 = ae_1 c_1$ setzen,

$$-\frac{aec \,.\, ae_1 c_1 Ds Ds_1}{r^2} = -8 \frac{e e_1 Ds Ds_1}{r^2} \frac{\beta}{r} \cdot c c_1,$$

d. i.

$$\beta = \frac{a^2}{8} r \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 5)$$

Wird dieser Werth in die Hauptformel eingeführt, so ist die Wirkung der in Bewegung befindlichen Massen $e$ und $e_1$ auf einander:

$$W = \frac{e e_1}{r^2}\left[1 - \frac{a^2}{16}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{a^2}{8}\, r\, \frac{d^2 r}{dt^2}\right]^{1)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6)$$

Dieses Gesetz muss sämmtliche, durch die Ampère'sche Formel dargestellten Anziehungs- und Abstossungserscheinungen in sich begreifen, wenn es als neues Grundgesetz der Einwirkung der elektrischen Massen auf einander bestehen soll. Es muss also aus demselben die Ampère'sche Grundformel abgeleitet werden können. Dies soll im Folgenden geschehen. **1460**

Bewegen sich in den Elementen $Ds$ und $Ds_1$ zweier Leiter die elektrischen Massen $\pm e Ds$ und $\pm e_1 Ds_1$, mit den Geschwindigkeiten $ds/dt = c$ und $ds_1/dt = c_1$, so ziehen sich die Elemente $Ds$ und $Ds_1$ an mit einer Kraft, die aus der Summe der Anziehungen und Abstossungen der in ihnen befindlichen Elektricitäten zusammengesetzt ist. Bezeichnen wir, ähnlich wie im vorigen Paragraphen, die Wirkungen von $+ e Ds$ auf $+ e_1 Ds_1$ mit $W_{++}$, die von $- e Ds$ auf $- e_1 Ds_1$ mit $W_{--}$, die von $+ e Ds$ auf $- e_1 Ds_1$ mit $W_{+-}$, die von $- e Ds$ auf $+ e_1 Ds_1$ mit $W_{-+}$, die betreffenden relativen Geschwindigkeiten $dr/dt$ und Beschleunigungen $d^2r/dt^2$ der elektrischen Massen gegen einander mit den entsprechenden Zeichen, so ist die Gesammtwirkung:

$$W_s = W_{++} + W_{--} + W_{+-} + W_{-+}$$

$$= \frac{e e_1 Ds Ds_1}{16 r^2}\, a^2 \left\{ - \left[\left(\frac{d r_{++}}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d r_{--}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{d r_{+-}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{d r_{-+}}{dt}\right)^2\right] \right.$$

$$\left. + 2r\left(\frac{d^2 r_{++}}{dt^3} + \frac{d^2 r_{--}}{dt^2} - \frac{d^2 r_{+-}}{dt^2} - \frac{d^2 r_{-+}}{dt^2}\right)\right\} \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

Nun ist

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{ds}\cdot\frac{ds}{dt} + \frac{dr}{ds_1}\cdot\frac{ds_1}{dt}$$

[1]) Bemerkenswerth ist folgende von C. Neumann (Math. Ann. **13**, p. 571, 1878*) hervorgehobene Consequenz aus dem Weber'schen Gesetze. Wirken zwei feste Massen $M$ und $M_1$ auf eine auf der Verbindungslinie beider (der $X$-Axe) liegende frei bewegliche Masse $m$, so haben die von $M$ und $M_1$ auf $m$ wirkenden Kräfte die Werthe $m x'' = A + B x''$ und $m_1 x'' = A_1 + B_1 x''$, wo $A$, $A_1$, $B$, $B_1$ Functionen von $x$ und der Geschwindigkeit $x'$ sind, $x''$ die Beschleunigung des Punktes $m$ andeutet. Unter Einfluss beider Massen $M$ und $M_1$ ist also die Bewegungsgleichung $m x'' = (A + A_1) + (B + B_1) x''$. Aus den drei Gleichungen folgt für die Bewegung unter Einfluss von $M$ oder von $M_1$ allein oder beider zusammen:

$$m x'' = \frac{A}{m - B} \text{ resp. } \frac{A_1}{m - B_1} \text{ und } \frac{A + A_1}{m - (B + B_1)}.$$

Im letzten Falle ist $x''$ nicht die Summe der Beschleunigungen in den beiden ersten Fällen. Setzen sich also gleichgerichtete Kräfte durch Addition zusammen, so gilt dieser Grundsatz bei dem Weber'schen Gesetze nicht mehr für die Beschleunigungen. Dasselbe gilt für die Vereinigung der Kräfte nach der Regel des Parallelogramms. Dies beweist nach Padova (N. Cimento [3] **4**, p. 103, 1878*; Beibl. **3**, p. 200*), dass die Summe der lebendigen Kräfte bei Einzelwirkung der Kräfte nicht gleich ist der lebendigen Kraft bei gleichzeitiger Wirkung beider.

Ersetzen wir hier die Werthe $ds/dt$ und $ds_1/dt$ durch die Werthe $\pm c$ und $\pm c_1$, je nachdem die Elektricitäten $\pm e$ und $\pm e_1$ sich nach der einen oder anderen Seite bewegen, so ist:

$$\frac{dr_{++}}{dt} = \left(c\frac{dr}{ds} + c_1\frac{dr}{ds_1}\right),$$

$$\frac{dr_{--}}{dt} = -\left(c\frac{dr}{ds} + c_1\frac{dr}{ds_1}\right),$$

$$\frac{dr_{+-}}{dt} = \left(c\frac{dr}{ds} - c_1\frac{dr}{ds_1}\right),$$

$$\frac{dr_{-+}}{dt} = -\left(c\frac{dr}{ds} - c_1\frac{dr}{ds_1}\right),$$

also die Summe, da $ee_1$ abwechselnd positiv und negativ ist:

$$ee_1\left[\left(\frac{dr_{++}}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dr_{--}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{dr_{+-}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{dr_{-+}}{dt}\right)^3\right]$$

$$= 8ee_1cc_1\frac{dr}{ds}\cdot\frac{dr}{ds_1} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 2)$$

Ferner ist:

$$\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{d^2r}{ds^2}\left(\frac{ds}{dt}\right)^2 + 2\frac{d^2r}{ds\,ds_1}\frac{ds}{dt}\frac{ds_1}{dt} + \frac{d^2r}{ds_1^2}\left(\frac{ds_1}{dt}\right)^2$$

Führen wir auch hier die Werthe $ds/dt = \pm c$, $ds_1/dt = \pm c_1$ ein, so ist:

$$\frac{d^2r_{++}}{dt^2} = c^2\frac{d^2r}{ds^2} + 2cc_1\frac{d^2r}{ds\,ds_1} + c_1^2\frac{d^2r}{ds_1^2},$$

$$\frac{d^2r_{--}}{dt^2} = c^2\frac{d^2r}{ds^2} + 2cc_1\frac{d^2r}{ds\,ds_1} + c_1^2\frac{d^2r}{ds_1^2},$$

$$\frac{d^2r_{+-}}{dt^2} = c^2\frac{d^2r}{ds^2} - 2cc_1\frac{d^2r}{ds\,ds_1} + c_1^2\frac{d^2r}{ds_1^2},$$

$$\frac{d^2r_{-+}}{dt^2} = c^2\frac{d^2r}{ds^2} - 2cc_1\frac{d^2r}{ds\,ds_1} + c_1^2\frac{d^2r}{ds_1^2},$$

also die Summe:

$$\frac{d^2r_{++}}{dt^2} + \frac{d^2r_{--}}{dt^2} - \frac{d^2r_{+-}}{dt^2} - \frac{d^2r_{-+}}{dt^2} = 8cc_1\frac{d^2r}{ds\,ds_1} \quad \ldots \quad 3)$$

Setzt man die Werthe der Formeln 2) und 3) in die Formel 1) für $W_s$ ein und berücksichtigt, dass die Grössen $aec = i$, $ae_1c_1 = i_1$ sind, so erhält man:

$$W_s = -\frac{ii_1DsDs_1}{r^2}\left(\frac{1}{2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_1} - r\frac{d^2r}{ds\,ds_1}\right).$$

Dies ist aber die Formel von Ampère. Demnach genügt die Formel von Weber zur Begründung der in der Elektrodynamik behandelten

Erscheinungen, zunächst soweit die **Ampère'sche** Formel selbst gültig ist, d. h. wenn die betrachteten Elemente zweien geschlossenen Strömen angehören, und man durch Integration über den Umkreis beider die Wirkungen derselben auf einander aus den Wirkungen der Elemente nach obiger Formel zusammensetzt.

1461 Setzen wir in der **Weber'schen** Formel die Beschleunigung zweier bewegter elektrischer Massen gegen einander gleich Null, wie z. B. bei der Wechselwirkung zweier, in derselben geraden Linie liegender Stromeselemente, so wird die Wirkung dieser Massen auf einander

$$W_1 = \frac{e e_1}{r^2}\left[1 - \frac{a^2}{16}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right].$$

Diese Wirkung ist Null, wenn

$$\frac{dr}{dt} = \frac{4}{a}.$$

Setzen wir $4/a = C$, so ist $C$ die „kritische“ Geschwindigkeit zweier elektrischer Massen $e$ und $e_1$ gegen einander, bei welcher sie nicht mehr auf einander wirken.

Die Wirkung ist negativ, wenn

$$\frac{a^2}{16}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 > 1 \text{ oder } \frac{dr}{dt} > \frac{4}{a} = C$$

wird, so dass bei einer bestimmten Geschwindigkeit der elektrischen Massen eine umgekehrte Wirkung, wie bei kleineren Geschwindigkeiten, eintreten könnte.

1462 Ist die Geschwindigkeit der elektrischen Masse $e$ gleich $c$, so ist die Intensität des durch ihre Bewegung erzeugten Stromes in mechanischem Maasse gleich $ec$; in elektrodynamischem Maasse wäre sie nach §. 1459 gleich $aec = 4\,ec/C$. Da nun nach §. 1395 das Verhältniss der in (**Weber'schem**) mechanischem und elektrodynamischem Maasse gemessenen Stromintensität unter Annahme des Doppelstromes

$$\frac{I_{ew}}{I_d} = \frac{C}{4}$$

ist, so ergiebt sich

$$C = 4\,\frac{I_{ew}}{I_d} = 2v\sqrt{\frac{1}{2}} = 440010 . 10^6 \text{ mm}.$$

Damit also zwei elektrische Massen nicht auf einander wirken, müssen sie sich nach den **Weber'schen** Hypothesen mit der sehr grossen Geschwindigkeit von etwa 440 Millionen Metern (59 320 geogr. Meilen) in der Secunde, d. h. mit der **Lichtgeschwindigkeit** von einander fortbewegen.

Führen wir den Werth $C$ in die Formel von W. Weber ein, so ergiebt sich

$$W = \frac{e e_1}{r^2}\left[1 - \frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{2}{C^2}\, r\, \frac{d^2 r}{dt^2}\right].$$

1463 Die Formel von W. Weber für die Wechselwirkung bewegter elektrischer Massen nimmt eine einfachere Gestalt an, wenn man statt des Ausdruckes für die Kraft einen Ausdruck für das Potential derselben auf einander aufstellt[1]). Dieses Potential ist dann nach Weber:

$$V = -\frac{e e_1}{r}\left[1 - \frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right],$$

wobei wir $dr/dt$ als Function von $t$ anzusehen haben, und somit sowohl $r$, als auch $dr/dt$ von der Zeit $t$ abhängig ist. Wird $V$ nach $r$ differenzirt, so erhält man

$$\frac{\partial V}{\partial r} = \frac{e e_1}{r^2}\left[1 - \frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{2r}{C^2}\frac{d^2 r}{dt^2}\right],$$

mithin die Weber'sche Formel für die zwischen den Theilchen $e$ und $e_1$ wirkende Kraft.

Das Potential $V$ lässt sich in zwei Theile zerlegen; erstens in das elektrostatische Potential $-e e_1/r$ der beiden elektrischen Massen $e$ und $e_1$ im Ruhezustande auf einander, und in das bei der Bewegung hinzutretende elektrodynamische Potential $e e_1/r\,C^2 . (dr/dt)^2$. Das Gesammtpotential ist bei derselben Entfernung $r$ mit wachsender Geschwindigkeit $dr/dt$ erst positiv, dann wird es Null, wenn $C = dr/dt$ ist, und bei noch grösseren Geschwindigkeiten wird es negativ.

Für die Entfernung $r = \infty$ ist $V$ gleich Null. Werden also zwei (gleichartige) elektrische Theilchen $e$ und $e_1$ aus unendlicher Entfernung in die Entfernung $r$ gebracht, und haben daselbst in der Richtung ihrer Verbindungslinie die Geschwindigkeit $dr/dt$ zu einander hin, so ist die geleistete Arbeit, unabhängig von dem Wege, den sie zurückgelegt haben, dem Potential gleich. Sie ist nur von der Entfernung $r$ und der Geschwindigkeit $dr/dt$ in der Richtung der Verbindungslinie der Theilchen abhängig. Da ferner nur die relative Geschwindigkeit in der Richtung der Verbindungslinie beider Theilchen in dem Ausdrucke für das Potential vorkommt, so übt eine auf jener Linie senkrechte Bewegung der Theilchen gegen einander keinen Einfluss auf das Potential aus.

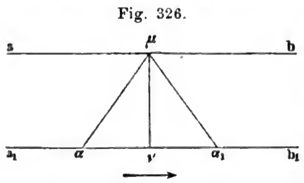
1464 Von denselben Hypothesen, wie in §. 1457, ausgehend hat Fechner[2]) gezeigt, dass man auch die Inductionserscheinungen theoretisch ableiten könne.

---

[1]) W. Weber, Pogg. Ann. **73**, p. 229, 1848*; Pogg. Ann. **136**, p. 485, 1869*; Abhandl. der Math. Cl. der K. Sächs. Gesellschaft **10**, p. 1, 1871*. — [2]) Fechner, Pogg. Ann. **64**, p. 337, 1846*.

Um einen einfachen Fall zu nehmen, werde ein nicht vom Strome durchflossener, geradliniger Leiter $ab$, Fig. 326, einem ihm parallelen, in der Richtung $a_1 \longrightarrow b_1$ vom Strome durchflossenen Leiter $a_1 b_1$ genähert. Wir betrachten die Wirkung eines Elementes $\alpha$ des Leiters $a_1 b_1$ auf ein Element $\mu$ des Leiters $ab$. Es sei das von $\mu$ auf $a_1 b_1$ gefällte Loth $\mu\nu$; dann nähert sich die positive Elektricität in $\alpha$ in Folge des galvanischen Stromes in $a_1 b_1$ dem Punkte $\nu$; ebenso die positive Elektricität in $\mu$ demselben Punkte in Folge der dem Leiter $ab$ mechanisch ertheilten Bewegung. Beide ziehen daher einander in der Richtung der Linie $\alpha\mu$ an. Diese Anziehung kann man nach den Richtungen $\mu\nu$ und $\mu a$ zerlegen. In einem ebenso weit von $\nu$ auf der Seite von $b_1$ gelegenen Elemente $\alpha_1$ des Stromleiters $a_1 b_1$ entfernt sich dagegen die positive Elektricität von $\nu$ und übt daher in der Richtung $\mu\alpha_1$ eine Abstossung auf die positive Elektricität in $\mu$ aus, welche sich wiederum in eine Componente in der Richtung $\mu a$ und eine zweite in der Richtung $\mu\nu$ zerlegen lässt. Die beiden aus der Wirkung von $\alpha$ und $\alpha_1$ auf $\mu$ entstandenen Componenten in der Richtung $\mu\nu$ heben sich auf; die in der Richtung $\mu a$ addiren sich, wodurch also eine Strömung von positiver Elektricität in der Richtung $\mu a$ bewirkt wird. Analog wird die negative Elektricität in $\mu$ nach $b$ hinbewegt. — Alle anderen Elemente von $a_1 b_1$ wirken ebenso wie $\alpha$ und $\alpha_1$ auf $\mu$ und die übrigen Elemente von $ab$, und so entsteht in $ab$ ein Inductionsstrom in der Richtung von $b$ nach $a$.

Fig. 326.




Analog lassen sich die übrigen Inductionserscheinungen erklären.

**1465** Auf diesen Anschauungen beruht die von W. Weber[1]) auf strengere mathematische Prinzipien begründete Ableitung des Inductionsgesetzes. Er geht dabei von seiner, die Wechselwirkung bewegter elektrischer Massen darstellenden Formel

$$W = \frac{e e_1 Ds Ds_1}{r^2}\left[1 - \frac{a^2}{16}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{a^2}{8}\, r\, \frac{d^2 r}{dt^2}\right]$$

aus.

Addirt man die Anziehungen und Abstossungen der in dem einen, als fest gedachten Leiter bewegten Elektricitäten auf die eine und andere der in dem anderen, beweglichen Leiter befindlichen Elektricitäten, so erhält man unmittelbar die auf den zweiten Leiter übertragene Anziehung, welche sich entsprechend den Formeln des §. 1460 gleich $W_{++} + W_{--} + W_{+-} + W_{-+}$ darstellt.

Untersucht man aber, wie gross die Kraft ist, mittelst deren durch

[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen 1, p. 126, 1846*.

jene Einwirkung die positive Elektricität des einen Leiters nach der einen, die negative Elektricität nach der entgegengesetzten Seite bewegt wird, so muss man die Einwirkung auf die negativen elektrischen Massen von der auf die positiven Massen im zweiten Leiter subtrahiren.

Diese „Scheidungskraft" ist dann:

$$D = W_{++} - W_{--} + W_{+-} - W_{-+}.$$

Sie wirkt in der Verbindungslinie der betrachteten Stromelemente. Zerlegt man sie nach der Richtung des Stromelementes des zweiten Leiters, so giebt die dadurch erhaltene Kraft die durch den ersten Leiter in dem zweiten erzeugte elektromotorische Kraft an, welche die Ursache des in demselben inducirten Stromes ist. Setzt man an Stelle der Grössen $W$ in dem Ausdrucke $D$ die §. 1459 gefundenen Werthe, so folgt:

$$D = -\frac{ee_1 Ds Ds_1}{16 r^2} a^2 \left\{\left[\left(\frac{dr_{++}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{dr_{--}}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dr_{+-}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{dr_{-+}}{dt}\right)^2\right] - 2r\left(\frac{d^2 r_{++}}{dt^2} - \frac{d^2 r_{--}}{dt^2} + \frac{d^2 r_{+-}}{dt^2} - \frac{d^2 r_{-+}}{dt^2}\right)\right\}.$$

In diesen Ausdruck sind in jedem besonderen Falle die entsprechenden Werthe $dr/dt$ und $d^2r/dt$ einzusetzen, um die jedesmalige inducirte elektromotorische Kraft daraus zu berechnen.

**1466** In dem allgemeinsten Falle der Induction wird durch Bewegung eines von einem Strome von der veränderlichen Intensität $i$ durchflossenen Leiterelementes $Ds$ oder $ACB$, Fig. 327, in einem stromlosen Leiterelemente $Ds_1$ oder $A_1 C_1 B_1$, ein Strom inducirt. Ist letzteres ebenfalls bewegt, so kann man dem ganzen Raume eine entgegengesetzte Bewegung ertheilt denken, so dass $Ds_1$ in Ruhe bleibt und nur $Ds$ sich bewegt. Es sei dann die Geschwindigkeit seiner Bewegung in der Richtung $CD$ gleich $v = CD$. Der Abstand $CC_1$ sei gleich $r$. Ferner seien $AC = CB$ die Geschwindigkeiten $\pm c$ der positiven und negativen Elektricität in $Ds$ am Anfange der Bewegung.

Die Diagonalen $CK$ und $CK_1$ der Parallelogramme $ACDK$ und $BCDK_1$ stellen die durch die Fortführung des Leiters und die Bewegung der Elektricitäten in demselben bedingten, resultirenden Bewegungen der Elektricitäten dar. Projicirt man $CK$ und $CK_1$ auf die Verbindungslinie $CC_1$ der Elemente, so sind die Projectionen $CL$ und $CL_1$ gleich den Geschwindigkeiten der positiven und negativen Elektricitätsmassen in der Richtung der Verbindungslinie $CC_1$ der Elemente. Es ist also

$$CL = \frac{dr_{++}}{dt} = \frac{dr_{+-}}{dt}, \qquad CL_1 = \frac{dr_{--}}{dt} = \frac{dr_{-+}}{dt}.$$

Projicirt man ferner $CK$ und $CK_1$ auf eine Ebene, die durch $C$ senkrecht gegen $CC_1$ gelegt ist, so sind die Projectionen $CM$ und $CM_1$ die Tangentialgeschwindigkeiten der elektrischen Massen gegen den festen

Punkt $C$ als Mittelpunkt. Die Normalaccelerationen $g$ derselben in der Richtung von $CC_1$ sind demnach:

$$g_{++} = g_{+-} = \frac{CM^2}{CC_1}, \qquad g_{--} = g_{-+} = \frac{CM_1^2}{CC_1}.$$

Aendert sich auch noch während der Bewegung des Elementes $ACB$ die Intensität des Stromes in demselben, also die Geschwindigkeit $\pm c$ in dem Zeitelemente $dt$ um $\pm dc$, welche auf der Linie $AB$, Fig. 328,

Fig. 327.



Fig. 328.



durch die Längen $CN$ und $CN_1$ dargestellt ist, so sind die durch diese Geschwindigkeitsänderungen bewirkten Accelerationen der elektrischen Massen in der Richtung $CC_1$ gleich den Projectionen $CO$ und $CO_1$ von $CN$ und $CN_1$ auf $CC_1$. Dann sind die Summen der Accelerationen

$$\frac{d^2 r_{++}}{dt^2} = \frac{d^2 r_{+-}}{dt^2} = \frac{CM^2}{CC_1} + CO$$

$$\frac{d^2 r_{--}}{dt^2} = \frac{d^2 r_{-+}}{dt^2} = \frac{CM_1^2}{CC_1} + CO_1.$$

Der Gesammtausdruck für die von den bewegten Elektricitäten ausgeübte Scheidungskraft $D$ wird demnach:

$$D = -\frac{a^2 ee_1 Ds Ds_1}{16 r^2}\left[2(CL^2 - CL_1^2) - 4r\left(\frac{CM^2}{CC_1} + CO - \frac{CM_1^2}{CC_1} - CO_1\right)\right] \quad 1)$$

In diese Formel sind die Werthe der einzelnen Linien einzusetzen.

Es bilde die Linie $CD$ der Fortbewegung des Elementes $ACB$ mit der Bewegungsrichtung der positiven elektrischen Masse in demselben den Winkel $ACD = \eta$; es sei der Winkel zwischen der Bewegungsrichtung $CA$ der positiven Elektricität im Elemente $ACB$ und der Rich-

tung seiner Verbindungslinie $CC_1$ mit Element $A_1 C_1 B_1$, $\angle LCA = \Theta$, und der Winkel zwischen $CL_1$ und $CD$, $\angle DCL = \varphi$. Dann ist

$$CL = v\cos\varphi + c\cos\Theta; \quad CL_1 = v\cos\varphi - c\cos\Theta$$
$$CM^2 = CK^2 - CL^2 = v^2 + c^2 + 2\,cv\cos\eta - (v\cos\varphi + c\cos\Theta)^2$$
$$CM_1^2 = CK_1^2 - CL_1^2 = v^2 + c^2 - 2\,cv\cos\eta - (v\cos\varphi - c\cos\Theta)^2$$
$$CC_1 = r$$
$$CO = - CN\cos\Theta = -\frac{dc}{dt}\cos\Theta; \quad CO_1 = - CN_1\cos\Theta = + \frac{dc}{dt}\cos\Theta.$$

Beim Einsetzen dieser Werthe in die Gleichung $D$ erhält man:

$$D = a^2 \frac{ee_1 Ds Ds_1}{r^2}\left[\left(\cos\eta - \frac{3}{2}\cos\Theta\cos\varphi\right)cv + \frac{1}{2}\,r\,\frac{dc}{dt}\cos\Theta\right] \quad . \quad . \quad 2)$$

Dieser Ausdruck giebt die Scheidungskraft, mit welcher die positive Elektricität des Elementes $A_1 B_1$ in der Richtung von $C$ nach $C_1$, die negative von $C_1$ nach $C$ getrieben wird. Bildet dasselbe mit der Verbindungslinie den Winkel $\Theta_1$, so muss der Ausdruck, um die eigentliche inducirte elektromotorische Kraft zu erhalten, mit $-\cos\Theta_1$ multiplicirt werden. Setzt man dann noch statt des Werthes $aec$ den Werth der Stromintensität $i$ im Elemente $ACB$, so ist $ae.dc/dt = di/dt$, und die nun in der Richtung von $A_1 C_1 B_1$ inducirte elektromotorische Kraft:

$$Eds_1 = - a\,\frac{e_1 Ds Ds_1}{r^2}\left[\left(\cos\eta - \frac{3}{2}\cos\Theta\cos\varphi\right)iv + \frac{1}{2}\,r\,\frac{di}{dt}\cos\Theta\right]\cos\Theta_1 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 3)$$

Bezeichnet man als elektromotorische Kraft nicht die auf die Elektricitätsmenge $e_1$ wirkende bewegende, sondern die beschleunigende Kraft, welche also auf die Einheit der Elektricitätsmenge in jeder Längeneinheit von $A_1 C_1 B_1$ wirkt, so ist der Ausdruck durch $e_1$ zu dividiren.

Aendert sich die Stromintensität während der Bewegung des Elementes $ACB$ nicht, so ist diese letztere elektromotorische Kraft

$$E_1 ds_1 = - \frac{a\,i\,ds\,ds_1}{r^2}\left(\cos\eta - \frac{3}{2}\cos\Theta\cos\varphi\right)v\,.\,\cos\Theta_1 \quad . \quad . \quad 4)$$

**1467** In obigen Formeln ist die Stromintensität $i$ in elektrodynamischem Maasse gemessen. Soll sie in (Weber'schem) mechanischem Maasse gemessen werden, so ist nach §. 1395 $i_d = 4\,i_{ew}/C$ zu setzen. Führt man ferner an Stelle des Werthes $a$ den Werth $C = 4/a$ ein, so erhält man die bei Aenderung der Stromintensität und Bewegung des Leiterelementes $Ds$ in $Ds_1$ auftretende elektromotorische Scheidungskraft nach der Richtung des Elementes $Ds_1$ in mechanischem (Weber'schem) Maasse und für die Einheit der Elektricitätsmenge

$$D = -\frac{16}{C^2}\frac{Ds Ds_1}{r^2}\left[\left(\cos\eta - \frac{3}{2}\cos\Theta\cos\varphi\right)i_{ew}v + \frac{1}{2}\,r\,\frac{d\,i_{ew}}{dt}\cos\Theta\right]\cos\Theta_1 \quad 1)$$

Aendert sich nur die Stromintensität, so wird dieselbe

$$D_i = -\frac{8}{C^2}\frac{Ds\,Ds_1}{r}\frac{di_{ew}}{dt}\cos\Theta\cos\Theta_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

Aendert sich nur die Lage des Elementes, so ist sie

$$D_l = -\frac{16}{C^2}\frac{Ds\,Ds_1}{r^2}\left(\cos\eta - \frac{3}{2}\cos\Theta\,\cos\varphi\right) i_{ew} v\,.\cos\Theta_1 \quad . \quad 3)$$

Betrachtet man nur die die Einheit der Elektricität beschleunigende Kraft, so sind diese Ausdrücke durch $Ds_1$ zu dividiren.

1468 Das Gesetz von W. Weber lässt sich noch in einer etwas anderen Form schreiben [1]), wenn man, ähnlich wie in der Ampère'schen Formel, für die trigonometrischen Functionen Differentialquotienten einführt. Setzt man $4/C = A$, ist $t$ die der Ortsänderung der Elemente, $T_1$ die der Aenderung der Intensität $i_1$ entsprechende Zeit, und setzt man $\sqrt{r} = \psi$, so wird dasselbe

$$E = 8A^2 i_1 \frac{\partial\psi}{\partial s}\frac{\partial^2\psi}{\partial s_1\,\partial t}Ds\,Ds_1 + 4A^2\frac{\partial\psi}{\partial s}\frac{\partial\psi}{\partial s_1}\frac{\partial i_1}{\partial T_1}Ds\,Ds_1.$$

1469 Die elektrodynamische Wechselwirkung zwischen einem im Punkte $C_1$ befindlichen Elemente $Ds_1$, welches mit der Richtung der Bewegung des Elementes $Ds$ zusammenfällt und durch welches der Strom Eins fliesst, so dass $\varphi = \Theta$ ist, und dem Elemente $Ds$, dieses von einem Strome von der Intensität $i$ durchflossen gedacht, wird dargestellt durch den Werth:

$$F = -\frac{i\,Ds\,Ds_1}{r^2}\left(\cos\eta - \frac{3}{2}\cos\Theta\cos\Theta_1\right).$$

Zerlegt man diesen Werth nach der Richtung des inducirten Elementes $A_1 C_1 B_1$, multiplicirt ihn also mit $\cos\Theta_1$ und dann noch mit $av$, so ist die nach der Formel (4) des Paragraphen 1461 in $Ds_1$ inducirte elektromotorische Kraft:

$$D_l = -Fav\cos\Theta_1 = -Bav.$$

Nach dem Gesetze von Lenz und F. E. Neumann ist dieselbe:

$$E_1 Ds_1 = -Kav,$$

wo $K = F\cos\Theta$ die nach der Bewegungsrichtung zerlegte elektrodynamische Wirkung von $Ds$ auf $Ds_1$ ist.

Das Gesetz von Neumann stimmt also mit der Formel von Weber für die Inductionswirkungen zwischen einzelnen Elementen nicht überein.

---

[1]) Vergl. Riecke, Wied. Ann. **11**, p. 299, 1880* und l. l. c. c., §. 1435*.

1470 Dagegen tritt diese Uebereinstimmung vollständig ein, wenn, wie auch F. E. Neumann stets angenommen hat, die Induction in einem Leiterelement durch einen geschlossenen Strom geschieht.

Zum Beweise hierfür nehmen wir statt der Bewegung der vom Strome durchflossenen Elemente die entgegengesetzte Bewegung des inducirten Elementes.

Es soll das inducirte Element $Ds_1$ im Coordinatenanfangspunkte liegen. Wir legen zuerst die Coordinatenaxen so, dass die Bewegungsrichtung des Elementes mit der $X$-Axe zusammenfällt, die $Y$-Axe aber auf der Bewegungsrichtung und dem Elemente senkrecht steht, welches mit der $X$- und $Z$-Axe die Winkel $\lambda$ und $\nu$ bildet; dann ist die in der Bewegungsrichtung wirkende Componente des inducirenden geschlossenen Stromes, dessen Elemente die Coordinaten $xyz$ haben, auf das inducirte Element, letzteres vom Strome Eins durchflossen gedacht, nach Bd. III, §. 31:

$$K = X = -\frac{1}{2}\, i\, Ds_1 \cos\nu \int \frac{z\,dx - x\,dz}{r^3}.$$

Wir denken uns zweitens ein vom Strome Eins durchflossenes und dem inducirten Elemente gleiches Element $Ds_2$ am Anfangspunkte der Coordinaten in der Bewegungsrichtung jenes Elementes. Wir legen die Coordinatenaxen jetzt so, dass die $X$-Axe mit dem inducirten Elemente $Ds_1$ selbst zusammenfällt, die $Y$-Axe aber, wie oben, auf demselben und der Bewegungsrichtung senkrecht steht. Sind dann die Winkel zwischen dem Elemente $Ds_2$ und der $X$- und $Z$-Axe gleich $\alpha$ und $\gamma$, so ist die nach der Richtung der $X$-Axe oder des Elementes $Ds_1$ zerlegte elektrodynamische Wirkung des geschlossenen Stromes auf das Element $Ds_2$:

$$B = X_1 = -\frac{1}{2}\, i\, Ds_2 \cos\gamma \int \frac{z\,dx - x\,dz}{r^3}.$$

Da beiden Coordinatensystemen die $Y$-Axe gemeinschaftlich ist, so ist $\cos\nu = \cos\gamma$. Der Ausdruck $\frac{1}{2}(z\,dx - x\,dz)$ ist aber auch in beiden Fällen derselbe, da er stets die Projection desjenigen Dreiecks auf die beide Male gleich liegende $XZ$-Ebene darstellt, dessen Gipfelpunkt der Coordinatenanfangspunkt, dessen Basis ein Stromelement des geschlossenen Stromes ist.

In diesem Falle sind also die Werthe $B$ und $K$ identisch.

1471 Denkt man sich das inducirte Element $Ds_1$ gegen das inducirende in der Richtung $r$ selbst bewegt, so ist in der Formel für die Inductionswirkung $\eta = \Theta$, $\varphi = 0$, $v = -dr/dt$, also die während der Bewegung des Elementes von der Unendlichkeit bis zum Abstande $r$ inducirte elektromotorische Kraft (vergl. auch §. 1466, Gl. 4):

$$E_a ds_1 = \frac{a i Ds Ds_1}{2} \cos\Theta \cos\Theta_1 \int_{\infty}^{r} \frac{dr}{r^2} = -\frac{a i Ds Ds_1}{2r} \cos\Theta \cos\Theta_1$$
$$= -\frac{8 i_{ew} Ds Ds_1}{C^2 r} \cos\Theta \cos\Theta_1.$$

Dies ist aber dieselbe elektromotorische Kraft, welche man erhalten hätte, wenn der Strom von der Intensität $i$ in dem inducirenden Elemente $Ds$ entstanden wäre, während dasselbe im Abstande $r$ von dem inducirten Elemente ruhte. Sie ist gleich dem elektrodynamischen Potential des Elementes $Ds$ auf das vom Strome Eins durchflossene Element $Ds_1$. Also auch hieraus folgt dieselbe Beziehung, wie aus den Untersuchungen von F. E. Neumann.

**1472** Sehr vollständig ist die Identität des Weber'schen und F. E. Neumann'schen Principes für die Induction eines Stromes in einem Elemente $Ds_1$ durch einen geschlossenen Stromleiter, dessen Element $Ds$ ist, von Schering[1]) bewiesen worden. Führt man nämlich in der Formel für $D$, §. 1167, die durch die Ortsveränderung der Elemente $Ds$ und $Ds_1$ bedingten Geschwindigkeiten derselben $dw/dt$ und $dw_1/dt$ ein und multiplicirt mit $dr/ds$, d. h. mit dem Cosinus des Winkels zwischen $r$ und $Ds$, so erhält man die durch ein Element $Ds$ in dem Elemente $Ds_1$ in seiner Richtung inducirte elektromotorische Kraft[2]):

$$E = \frac{a^2 e e_1 Ds Ds_1}{r^2} \left\{ \begin{aligned} & -\frac{1}{r^2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_1}\frac{ds}{dt}\left(\frac{dr}{dw}\frac{dw}{dt} + \frac{dr}{dw_1}\frac{dw_1}{dt}\right) \\ & + \frac{2}{r}\frac{dr}{ds_1}\frac{ds}{dt}\left(\frac{d^2 r}{ds\,dw}\frac{dw}{dt} + \frac{d^2 r}{ds\,dw_1}\frac{dw_1}{dt}\right) \\ & + \frac{1}{r}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_1}\frac{d^2 s}{dt^2} \end{aligned} \right\}.$$

Durch eine Transformation dieses Ausdruckes erhält Schering die von dem ganzen Leiter $s$ auf den Leiter $s_1$ ausgeübte elektromotorische Kraft bei der Integration nach $ds$ und $ds_1$:

$$E = a\frac{dP}{dt}, \quad \text{wo } P = \int \frac{d(r\,dr)}{ds\,ds_1} \frac{i Ds Ds_1}{r}.$$

In ganz gleicher Weise erhält man die Componenten der elektrodynamischen Wirkung zweier geschlossener Curven, welche von den Strö-

---

[1]) E. Schering, Zur mathematischen Theorie elektrischer Ströme. Göttingen 1857*; Pogg. Ann. **104**, p. 266, 1858*. — [2]) Es ist nämlich:

$$\frac{dr}{dt} = \pm\frac{dr}{ds}\frac{ds}{dt} \pm \frac{dr}{ds_1}\frac{ds_1}{dt} \pm \left(\frac{dr}{dw}\frac{dw}{dt} + \frac{dr}{dw_1}\frac{dw_1}{dt}\right),$$

wo die Vorzeichen $\pm$ zu nehmen sind, je nachdem die wirkenden Elektricitäten sich in gleichen oder entgegengesetzten Richtungen bewegen. Aus diesen Ausdrücken entwickeln sich dann die zweiten Differentiale.

men $i$ und Eins durchflossen, deren Elemente $Ds$ und $Ds_1$ sind, nach den drei Axen gleich $dQ/dx$, $dQ/dy$, $dQ/dz$, wenn wiederum

$$Q = \int \frac{d(r\,d\,r)}{d\,s\,d\,s_1} \frac{i\,D\,s\,D\,s_1}{r}$$

ist. $Q$ ist mithin das Potential des Stromes $s$ auf den Strom $s_1$. Es ist also, wenn der inducirende Leiter die Zeit $t_1 - t_0$ hindurch bewegt wird, die ganze inducirte elektromotorische Kraft:

$$\int_{t_0}^{t_1} E\,d\,t = a \int_{t_0}^{t_1} \frac{dP}{dt}\,d\,t = a \int_{t_0}^{t_1} \frac{d\,Q}{dt}\,dt = a(Q_1 - Q_0).$$

Dies ist der Satz von F. E. Neumann, welcher sich so direct für die inducirende Wirkung geschlossener Leiter aus dem Weber'schen Grundgesetze ableitet.

In Betreff der weiteren Ausführung der Rechnungen von Schering müssen wir auf dessen Originalabhandlung verweisen.

**1473** Wendet man indess das Weber'sche Grundgesetz ohne Weiteres auch auf die Inductionserscheinungen bei der Anwesenheit von Gleitstellen an, so erhält man Resultate, welche nicht, wie das Gesetz von F. E. Neumann, mit der Erfahrung übereinstimmen. Man muss in diesem Falle noch darauf Rücksicht nehmen, dass an einer Gleitstelle sich die Geschwindigkeit der bewegten Elektricitäten plötzlich ändert, und dadurch ein neuer Grund zur Induction gegeben ist [1]).

Es sei $AB$, Fig. 329, das ruhende inducirte Element. Der Draht $ab$ sei bei $a$ mit dem einen Pole einer Säule verbunden. Ueber denselben gleite der Draht $cd$ hin, dessen Ende $d$ mit dem anderen Pole der Säule verbunden ist. Die Gleitstelle, in welcher sich beide Drähte berühren, sei $c$, die Geschwindigkeit der Bewegung von $cd$ in der Richtung von $ab$ gleich $v$. Die Verbindungslinie der Gleitstelle $c$ mit dem inducirten Elemente mache mit der Bewegungsrichtung der Elektricität in dem an der Gleitstelle liegenden Elemente von $ab$ den Winkel $\Theta$, mit $AB$ den Winkel $\Theta_1$. Wir werden annehmen können, dass der Uebergang der Elektricität von $ab$ in das zunächst liegende Element von $cd$ in der Richtung von $ac$ selbst erfolgt. Dann findet in diesem Elemente in Folge seiner Bewegung eine Aenderung der Geschwindigkeit der Elektricitäten statt, die mit $\pm v$ bezeichnet werden kann.

Fig. 329.



[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen 2, p. 323*.

Wenn wir daher auf den vorliegenden Fall die Betrachtungen des §. 1166 anwenden wollen, so haben wir nur diese Geschwindigkeitsänderung $\pm v$ zu berücksichtigen (welche durch die Linien $CN$ und $CN_1$, Fig. 328, dargestellt wird), nicht aber die eigentliche translatorische Bewegung des Leiters $cd$. In der Formel 2, §. 1466, fällt mithin das erste Glied fort, und für den Werth $dc/dt$ in derselben ist der Werth $v$ zu setzen. Ist die Geschwindigkeit der Elektricität in der ruhenden Leitung $ab$ gleich $c$, so tritt in das gleitende Element in der Zeit $dt$ die Elektricitätsmenge $e c dt$ ein. Diese muss dann in der Formel statt $eDs$ gesetzt werden. Ist noch $aec = i$, gleich der Intensität des inducirenden Stromes, so erhalten wir den durch die Geschwindigkeitsänderung an der Gleitstelle bedingten Antheil der in der Richtung von $AB$ inducirten elektromotorischen Kraft gleich:

$$-\frac{a}{2r}\, i v\, ds_1\, dt \cos\Theta \cos\Theta_1.$$

Ausserdem tritt aber bei der Bewegung des gleitenden Leiters aus der Lage $cd$ in die Lage $c_1 d_1$ auch das Element $cc_1$ in den früheren Stromkreis ein. Die Länge dieses Elementes ist $v dt$, in welcher gleichzeitig die Stromintensität von 0 bis $i$ ansteigt, so dass die durch dasselbe in dem Elemente $Ds_1$ inducirte elektromotorische Kraft gleichfalls ist

$$-\frac{a}{2r}\, i Ds_1\, v dt \cos\Theta \cos\Theta_1.$$

Die elektromotorische Kraft, welche durch das an der Gleitstelle eintretende Element sowohl in Folge der Geschwindigkeitsänderung der Elektricitäten als auch in Folge des Eintritts neuer Stromelemente in den inducirenden Kreis inducirt wird, ist also gerade doppelt so gross, wie die durch letztere Ursache allein inducirte elektromotorische Kraft.

**1474** Behandelt man nach diesen Angaben den Versuch des Bd. IV, §. 63, (vergl. Fig. 330 a. f. S.), so erhält man, nach W. Weber[1]), wenn der Radius des inducirenden Kreises $R$ ist, die Intensität des inducirten Stromes bei einmaliger Umdrehung des beweglichen radialen Leiterstückes:

1) die durch das letztere inducirte elektromotorische Kraft $a i \pi^2 R$;

2) die durch den Eintritt neuer Stromelemente in den inducirenden Kreis inducirte Kraft, in welchen die Stromintensität von 0 bis $i$ zunimmt $-a i \pi^2 R$;

3) die durch die Geschwindigkeitsänderung der Elektricitäten an der Gleitstelle des beweglichen radialen und ruhenden kreisförmigen Leiters des inducirenden Stromes inducirte Kraft, welche der ad 2) erhaltenen gleich ist $-a i \pi^2 R$.

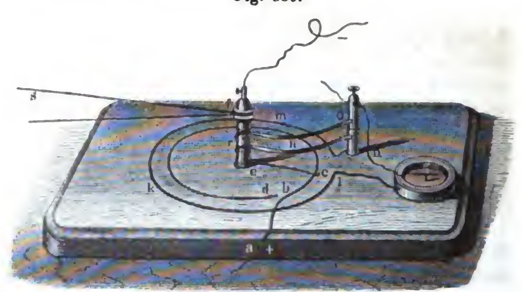
Zusammen erhält man also die elektromotorische Kraft $-a i \pi^2 R$.

Es ist ersichtlich, dass, wenn die Wirkung an der Gleitstelle nicht

[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen p. 375*.

vorhanden wäre, überhaupt keine inducirte elektromotorische Kraft bei einmaliger Umdrehung des Radius auftreten würde, indem sich die ad 1) und 2) erwähnten Wirkungen gerade aufheben.

Fig. 330.



Ganz dieselben Resultate ergeben sich aus dem Gesetze von F. E. Neumann, wenn wir berücksichtigen, dass sich der inducirende Kreis bei einmaligem Umschwung des Radius gerade um seine ganze Peripherie vermehrt hat[1]).

1475 Von den Vorstellungen Weber's ausgehend, hat Kirchhoff[2]) die Aufgabe behandelt, die Elektricitätsbewegung in Körpern unter Berücksichtigung der Inductionswirkungen zu bestimmen. Wir müssen uns begnügen nur den Gang der Ableitung anzugeben. Dieselbe beruht nach v. Helmholtz[3]) nur auf den schon von W. Weber gemachten Voraussetzungen, 1) dass sich im Strome stets gleiche Quanta positiver und

---

[1]) Ein weiterer Nachweis der Uebereinstimmung des Weber'schen und F. E. Neumann'schen Gesetzes bei Gegenwart von Gleitstellen, auch wenn an denselben scharfe Winkel vorkommen und die Unterlage sich bewegt, ist von Most (Pogg. Ann. 122, p. 79, 1864*) gegeben worden. Derselbe betrachtet ausserdem die Vernachlässigung eines in den Ausdrücken von Weber vorkommenden, mit $c\tau$ (Product der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektricität mit der Zeit, in der die Geschwindigkeitsänderung an der Gleitstelle stattfindet) multiplicirten Gliedes und hält dieselbe für unstatthaft, da $c$ gross sei, wenn auch $\tau$ sehr (unendlich ?) klein ist. Beschreiben die Gleitstellen geschlossene Bahnen, so fällt ohnehin jenes Glied fort (vergl. indess Jochmann, Fortschritte der Phys. 1864, p. 532*). — [2]) Kirchhoff, Pogg. Ann. 100, p. 193*, 102, p. 529, 1857*. — [3]) Helmholtz, Journ. f. reine und angew. Math. 75, p. 55, 1872*. — Nach C. Neumann (Pogg. Ann. 155, p. 221, 1875*; s. auch Ber. d. K. Sächs. Ges. d. Wissensch. Oct. 1871, p. 450*; dagegen Helmholtz, l. c.) kann man diesen Voraussetzungen auch noch andere beifügen, dass in jedem Volumenelemente ausser strömender Elektricität auch noch ein Quantum freier, ruhender Elektricität vorhanden ist, welches sich übrigens mit einem Quantum der strömenden austauscht; dass ferner in einem homogenen Leiter die Dichtigkeit der strömenden Elektricität für beide Elektricitäten überall und zu allen Zeiten unverändert bleibt; dass, wenn die in einem Volumenelemente strömenden Elektricitätsmengen $\pm\eta$ und die freie $\eta_f$ von den Kräften $R_p$, $R_n$ und $R_f$ in derselben

negativer Elektricität gleich schnell in entgegengesetzter Richtung bewegen oder die absolute Menge beider elektrischen Fluida an jeder Stelle des Leiters constant ist, bez. alle Anziehungskräfte, die gleichzeitig die positive und negative Elektricität im Leiter betreffen, den Leiter selbst bewegen, da sie nicht beide in gleicher Richtung im Leiter sich fortbewegen können; 2) dass die im Leiter continuirlich verbreiteten Elektricitäten Geschwindigkeiten haben, welche continuirliche Functionen der Coordinaten sind; 3) dass das Ohm'sche Gesetz richtig sei, so dass also die Gegenkraft des Leitungswiderstandes in jedem Moment gerade der elektromotorischen Kraft gleich ist, d. h. die Elektricität keine Trägheit besitzt. — Kirchhoff misst alle Grössen in (Weber'schen) mechanischen Maassen.

Die Ursache der Elektricitätsbewegung in einem Punkte $xyz$ eines Körpers kann eine doppelte sein, einmal die Wirkung der in dem Körper verbreiteten freien Elektricitäten, sodann die Induction, wenn sich die Stromintensität an irgend einer Stelle desselben ändert.

Die Kräfte, mit welchen die im Körper verbreiteten freien Elektricitäten auf die positive und die negative Elektricität im Punkte $xyz$ wirken, sind gleich und entgegengesetzt. Ihre Differenz entspricht mithin der durch erstere auf jenen Punkt ausgeübten elektromotorischen Kraft. Bezeichnet man mithin die Potentialfunction der freien Elektricitäten auf die (positive) elektrische Masseneinheit mit $\Omega$, so sind die durch jene Kräfte erzeugten Componenten der elektrischen Scheidungskraft nach den drei Axen

$$-2\frac{d\Omega}{dx},\quad -2\frac{d\Omega}{dy},\quad -2\frac{d\Omega}{dz}\quad \ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

Aendert sich ferner in einem linearen Leiterelemente $Ds'$ des Körpers die Stromintensität $i'$ in der Zeit $dt$ um $di'$, so ist die durch die Induction in einem im Abstande $r$ von $Ds'$ gelegenen Elemente $Ds$ entwickelte elektromotorische Kraft in mechanischem Maasse nach Weber (§. 1467, Gl. 2) gleich $-8/C^2 . di'/dt . Ds'/r . \cos(r, Ds) . \cos(r, Ds')$. Das im Punkte $x'y'z'$ gelegene, von $xyz$ um $r$ entfernte Element sei von einem Strome durchflossen, dessen Componenten in der Richtung der drei Axen die Dichtigkeiten $u'$, $v'$, $w'$ haben. Dann sind die in denselben Richtungen in der Zeit $dt$ durch das Element gehenden, also den Stromintensitäten $i'$ in demselben entsprechenden Elektricitätsmengen $u'dy'dz'dt$, $v'dx'dz'dt$, $w'dx'dy'dt$. Aendern sich die Dichtigkeiten in der Zeit $dt$ um $du'/dt . dt \ldots$, und führt man in die Formel von Weber die entsprechenden Werthe

Richtung sollicitirt werden, die daraus resultirende ponderomotorische Kraft $R$ und elektromotorische Kraft $(R)$ die Werthe haben:

$$R = R_p + R_n + R_f \qquad (R) = (R_p - R_n)/2\eta,$$

dass die Geschwindigkeit der strömenden Elektricität also klein gegen die Geschwindigkeit $C$ ist; dass endlich die Strömungscomponenten proportional den Componenten der elektromotorischen Kraft sind.

für $di'/dt$ ein, so kann man die nach den drei Axen wirkenden Componenten der in $xyz$ inducirten elektromotorischen Kraft erhalten. Setzt man nämlich

$$U = \int\int\int\left(\frac{x - x'}{r^3}\right) B\,dm,\; V = \int\int\int\left(\frac{y - y'}{r^3}\right) B\,dm,$$

$$W = \int\int\int\left(\frac{z - z'}{r^3}\right) B\,dm \quad \dots \dots \dots \; 2)$$

welche Werthe die Componenten des elektrodynamischen Potentials darstellen, wo $B = u'(x - x') + v'(y - y') + w'(z - z')$ und $dm = dx'\,dy'\,dz'$ ist, so erhält man diese Componenten gleich

$$-\frac{8}{C^2}\frac{dU}{dt},\; -\frac{8}{C^2}\frac{dV}{dt},\; -\frac{8}{C^2}\frac{dW}{dt} \quad \dots \dots \dots \; 2a)$$

Ist also $\varkappa$ die Leitungsfähigkeit des Körpers, so sind die Componenten $u, v, w$ der Dichtigkeit des Stromes in Punkt $xyz$:

$$u = -2\varkappa\left(\frac{d\Omega}{dx} + \frac{4}{C^2}\frac{dU}{dt}\right);\; v = -2\varkappa\left(\frac{d\Omega}{dy} + \frac{4}{C^2}\frac{dV}{dt}\right);$$

$$w = -2\varkappa\left(\frac{d\Omega}{dz} + \frac{4}{C^2}\frac{dW}{dt}\right) \quad \dots \dots \dots \; 3)$$

Wir können nicht annehmen, wie dies auch die folgende Betrachtung ergiebt, dass die freien Elektricitäten während des variablen Zustandes nur auf der Oberfläche des Leiters angehäuft sind; dies ist nur bei dem stationären Zustande der Fall. Bezeichnen wir also die freie Elektricität in der Raumeinheit im Punkte $x'y'z'$ im Inneren des Leiters mit $\varepsilon'$ und auf der Einheit der Oberfläche mit $e'$, so ist

$$\Omega = \int\int\int\frac{dx'\,dy'\,dz'}{r}\,\varepsilon' + \int\int\frac{d^2S}{r}\,e' \quad \dots \; 4)$$

wo das erste Integral über den ganzen Raum, das zweite über alle Oberflächenelemente $d^2S$ des Körpers ausgedehnt ist.

Wird die Aenderung der freien Elektricität $\varepsilon'$ im Punkte $x'y'z'$ von den Aenderungen der Stromesdichtigkeiten daselbst und der Zeit abhängig gemacht, so ergiebt sich für einen Punkt im Inneren des Körpers die Gleichung:

$$\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = -\frac{1}{2}\frac{d\varepsilon}{dt} \quad \dots \dots \dots \; 5)$$

welche sich analog, wie die entsprechende Gleichung in der Hydrodynamik, entwickeln lässt.

Enthält nämlich das Element $dx\,dy\,dz$ die freie Elektricität $e\,dx\,dy\,dz$, und ändert sich dieselbe in der Zeit $dt$ um $dx\,dy\,dz\,.\,de/dt\,.\,dt$, so ist diese Aenderung gleich der Summe der Unterschiede der in das Element eintretenden und austretenden positiven und (in entgegengesetzter Richtung fliessenden) negativen Elektricität, d. h. gleich

$2\,(du/dx.dx.dydz + du/dy.dy.dxdz + du/dz.dz.dxdy)\,dt,$
woraus die Gleichung folgt. Analog ergiebt sich für einen Punkt der Oberfläche, an dem die Elektricitätsmenge auf der Flächeneinheit gleich $e$ ist:

$$u.\cos(N,x) + v.\cos(N,y) + w.\cos(N,z) = -\frac{1}{2}\frac{de}{dt} \quad \ldots \quad 6)$$

wo $N$ die nach dem Inneren des Körpers gerichtete Normale des Oberflächenelementes ist.

Aus den Gleichungen 1 bis 6 lässt sich ferner ableiten:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -8\varkappa\left(2\pi\varepsilon - \frac{1}{C^2}\frac{d^2\Omega}{dt^2}\right)^{1)} \quad \ldots\ldots \quad 7)$$

Da $d^2\Omega/dt^2$ im Allgemeinen nicht gleich Null ist, so braucht auch der Werth $d\varepsilon/dt + 16\varkappa\pi\varepsilon$ nicht Null zu sein. Es kann also in der That während des variabelen Zustandes freie Elektricität im Inneren der Leiter vorhanden sein, welche mechanische Wirkungen u. dgl. m. hervorbringen könnte.

Es sei der Leiter ein sehr dünner cylindrischer Draht vom Radius $a$ **1476** und der Länge $l$, wo $a$ gegen $l$ sehr klein sei, dessen Axe als $X$-Axe

---

[1]) Nach 3) ist $\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = -2\varkappa\left[\frac{d^2\Omega}{dx^2} + \frac{d^2\Omega}{dy^2} + \frac{d^2\Omega}{dz^2}\right.$

$$\left. + \frac{4}{C^2}\frac{d}{dt}\left(\frac{dU}{dx} + \frac{dV}{dy} + \frac{dW}{dz}\right)\right] \quad \ldots\ldots \quad \alpha)$$

Schreibt man die Gleichungen 2) $U = \int\int\int \frac{d\frac{1}{r}}{dx} B\,dm$ u. s. f., so erhält man bei Ausführung der Differentiation derselben nach $x$, $y$ und $z$:

$$\frac{dU}{dx} + \frac{dV}{dy} + \frac{dW}{dz} = -\int\int\int dx'\,dy'\,dz'\left(u'\frac{d\frac{1}{r}}{dx} + v'\frac{d\frac{1}{r}}{dy} + w'\frac{d\frac{1}{r}}{dz}\right),$$

indem das die zweiten Differentiale von $1/r$ enthaltende Glied verschwindet. Berücksichtigt man dann ferner, dass $dr^{-1}/dx = -dr^{-1}/dx'$ ist u. s. f., und integrirt partiell die einzelnen Glieder des Integrals nach $x'$, $y'$ und $z'$, so bleiben in den Integralen noch die Oberflächenelemente $dy'\,dz'$, $dx'\,dz'$, $dx'\,dy'$. Bezeichnet man daher das Oberflächenelement mit $d^2S$, so erhält man

$$\frac{dU}{dx} + \frac{dV}{dy} + \frac{dW}{dz} = -\int\int\frac{d^2S}{r}\Big[(u'\cos(N',x) + v'\cos(N',y) + w'\cos(N',z)\Big]$$
$$-\int\int\int\frac{dx'\,dy'\,dz'}{r}\left(\frac{du'}{dx'} + \frac{dv'}{dy'} + \frac{dw'}{dz'}\right),$$

wo $N'$ die nach dem Inneren gerichtete Normale von $d^2S'$ ist. Entsprechend 5) und 6) wird also

$$\frac{dU}{dx} + \frac{dV}{dy} + \frac{dW}{dz} = \int\int\frac{1}{2}\frac{d^2S}{r}\frac{de'}{dt} + \int\int\int\frac{1}{2}\frac{dx'\,dy'\,dz'}{r}\frac{d\varepsilon'}{dt}$$

oder nach 4) gleich $\frac{1}{2}\,d\Omega/dt$. Führt man diesen Werth in die Gleichung $\alpha$) ein und berücksichtigt, dass $d^2\Omega/dx^2 + d^2\Omega/dy^2 + d^2\Omega/dz^2 = -4\pi\varepsilon$ ist, so erhält man Gleichung 7).

genommen wird. Drücken wir die Lage der Punkte in jedem Querschnitte des Drahtes durch Polarcoordinaten aus, so ist $y = \varrho \cos \varphi$, $z = \varrho \sin \varphi$, $y' = \varrho' \cos \varphi'$, $z' = \varrho' \sin \varphi'$. Ist ferner die Vertheilung der Elektricitäten und Ströme um die Cylinderaxe herum symmetrisch und die Dichtigkeit des Stromes in der auf der Drahtaxe senkrechten Richtung in den Punkten $(x \varrho \varphi)$ und $(x' \varrho' \varphi')$ gleich $\sigma$ und $\sigma'$, so ist

$$v = \sigma \cos \varphi, \quad w = \sigma \sin \varphi, \quad v' = \sigma' \cos \varphi', \quad w' = \sigma' \sin \varphi' \quad . \; . \; . \quad 8)$$

Danach verwandelt sich die Gleichung 5) in

$$\frac{du}{dx} + \frac{1}{\varrho} \frac{d \varrho \sigma}{d \varrho} = - \frac{1}{2} \frac{d \varepsilon}{dt} \text{ [1]} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 9)$$

und die für die Oberfläche des Drahtes geltende Gleichung 6) in

$$\sigma = \frac{1}{2} \frac{de}{dt} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 10)$$

Die Werthe von $\Omega$ und $U$ gehen über in

$$\Omega = 2 E \log \frac{l}{a} \; . \; . \; . \; 11) \qquad U = 2 i \log \frac{l}{a} \; . \; . \; . \; 12)$$

wo $E dx$ die Menge der in jedem Längenelemente $dx$ des Leiters enthaltenen freien Elektricität, also $E$ die Dichtigkeit der freien Elektricität, $i$ die Stromintensität daselbst ist. Von den Gleichungen 3) bleibt nur die erste bestehen. Da aber $i = \pi a^2 u$ ist, so ist nach derselben:

$$i = - 4 \varkappa \pi a^2 \log \frac{l}{a} \cdot \left( \frac{dE}{dx} + \frac{4}{C^2} \frac{di}{dt} \right) \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 13)$$

und die Gleichungen 5) und 6) ergeben:

$$\frac{di}{dx} = - \frac{1}{2} \frac{dE}{dt} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 14)$$

Da wir überhaupt nur die Wirkungen der den einzelnen Punkten des Drahtes zunächst gelegenen Elemente desselben berücksichtigen, so gelten obige Formeln nicht nur für einen geradlinigen, sondern auch für einen gekrümmten Draht, vorausgesetzt nur, dass er nicht so gebogen ist, dass zwei seiner Punkte, zwischen denen sich ein endliches Drahtstück befindet, unendlich nahe an einander liegen.

**1477** Kirchhoff behandelt die Aufgabe zunächst für einen in sich zurücklaufenden Draht, wo also die Werthe $E$ und $i$ um $l$ periodisch sein müssen. Setzt man in den Gleichungen 13) und 14) $\log(l/a) = \gamma$, $l/\varkappa \pi a^2 = r$, $E = X \sin n x$, $i = Y \cos n x$, wo $X$ und $Y$ Functionen

[1]) Aus der Gleichung 8) entwickelt sich $v \varrho = \sigma y$ und $w \varrho = \sigma z$. Differenzirt man beide Gleichungen, entwickelt $dv/dy$ und $dw/dz$ und addirt diese Werthe, setzt sodann in die erhaltene Gleichung $d\sigma/dy = d\sigma/d\varrho . d\varrho/dy$ und $d\sigma/dz = d\sigma/d\varrho . d\varrho/dz$, und führt die durch Differentiation der Gleichung $\varrho^2 = y^2 + z^2$ erhaltenen Werthe $d\varrho/dy = y/\varrho$ und $d\varrho/dz = z/\varrho$ ein, so erhält man $dv/dy + dw/dz = 1/\varrho . d(\varrho\sigma)/d\varrho$.

von $t$ und, wegen jener Periodicität, $n = 2m\pi/l$ ist, so ergiebt sich aus denselben nach Elimination von $Y$ die Gleichung:

$$\frac{d^2X}{dt^2} + \frac{C^2 r}{16\gamma l}\frac{dX}{dt} + \frac{C^2 n^2}{2} X = 0,$$

deren Integral

$$X = K_1 e^{-\lambda_1 t} + K_2 e^{-\lambda_2 t} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 15)$$

ist, wo $K_1$ und $K_2$ willkürliche Constante sind, die Werthe $\lambda_1$ und $\lambda_2$ aber gleich

$$\frac{C^2 r}{32\gamma l}\left[1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{32\gamma}{Cr\sqrt{2}}\,nl\right)^2}\right] \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 16)$$

sind. Der Werth unter der Wurzel kann reell oder imaginär sein, je nachdem $(32\gamma nl/Cr\sqrt{2})^2 \lesseqgtr 1$ ist. Da nun $nl$ ein Vielfaches von $2\pi$ ist, so ist dieser Werth schon bei einigermaassen bedeutenden Werthen von $32\gamma/Cr\sqrt{2}$ grösser als Eins, also die Wurzel imaginär. Setzen wir $C^2 r/32\gamma l = h$, und ist dasselbe so gross, dass dagegen Eins zu vernachlässigen ist, so sind die Werthe von $\lambda_1$ und $\lambda_2$ gleich $h \pm Cn\sqrt{-1}/\sqrt{2}$ zu setzen. Bei Einführung derselben in die Gleichung 15)[1]) erhält man, wenn $d$ eine Constante ist:

---

[1]) Es ist dann nämlich bei Einführung neuer Constanten für $K_1$ und $K_2$

$$X = e^{-ht}\left(A\cos\frac{Cnt}{\sqrt{2}} + B\sin\frac{Cnt}{\sqrt{2}}\right)$$

$$Y = -\frac{e^{-ht}}{2}\left[\left(\frac{h}{n}A - \frac{C}{\sqrt{2}}B\right)\cos\frac{Cnt}{\sqrt{2}} + \left(\frac{C}{\sqrt{2}}A + \frac{h}{n}B\right)\sin\frac{Cnt}{\sqrt{2}}\right].$$

Macht man noch die Voraussetzung, dass für $t = 0$, $i = 0$, also auch $Y = 0$ sei, so folgt aus dem Ausdrucke für $Y$, dass $B$ sehr klein gegen $A$ ist, und wir somit setzen können

$$X = Ae^{-ht}\cos\frac{Cnt}{\sqrt{2}}; \qquad Y = -\frac{C}{2\sqrt{2}}Ae^{-ht}\sin\frac{Cnt}{\sqrt{2}}.$$

Multiplicirt man $X$ mit $\sin nx$ und $Y$ mit $\cos nx$, in welchen Werthen man auch zu $x$ einen beliebigen constanten Werth addiren darf, so erhält man eine allgemeinere Lösung der Gleichungen 13) und 14):

$$E = e^{-ht}\cos\frac{Cnt}{\sqrt{2}}\,(A\sin nx + A^1\cos nx) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 1)$$

$$i = -\frac{C}{2\sqrt{2}}e^{-ht}\sin\frac{Cnt}{\sqrt{2}}\,(A\cos nx - A^1\sin nx).$$

Unter derselben Voraussetzung würde den Gleichungen 13) und 14) auch genügt durch particuläre Lösungen von der Form

$$E = d + bx; \quad i = -\frac{C^2}{8h}b\,(1 - e^{-2ht}) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2)$$

wo $d$ und $b$ neue Constante sind. — Sollen aber $E$ und $i$ um $l$ periodische Functionen sein, so muss in letzteren $b = 0$ sein. — Addiren wir die particulären Lösungen 1) und 2) unter dieser Bedingung, so erhalten wir die allgemeineren, durch die Gleichungen 17) gegebenen Lösungen.

$$\left.\begin{aligned}
E &= e^{-ht}\sum_1^\infty A_m \cos m\,\frac{2\pi}{l}\,\frac{C}{\sqrt{2}}\,t\,.\sin m\,\frac{2\pi}{l}\,x \\
&\quad + d + e^{-ht}\sum_1^\infty A'_m \cos m\,\frac{2\pi}{l}\,\frac{C}{\sqrt{2}}\,t\,.\cos m\,\frac{2\pi}{l}\,x \\
i &= -\frac{C}{2\sqrt{2}}\,e^{-ht}\sum_1^\infty A_m \sin m\,\frac{2\pi}{l}\,\frac{C}{\sqrt{2}}\,t\,.\cos m\,\frac{2\pi}{l}\,x \\
&\quad + \frac{C}{2\sqrt{2}}\,e^{-ht}\sum_1^\infty A'_m \sin m\,\frac{2\pi}{l}\,\frac{C}{\sqrt{2}}\,t\,.\sin m\,\frac{2\pi}{l}\,x
\end{aligned}\right\}\quad . . \; 17)$$

Ist für die Zeit $t = 0$ die elektrische Spannung $E = f(x)$ gegeben, so muss auch diese um $l$ periodisch sein. Vereint man dann die Producte der Sinus und Cosinus in Ausdrücke, welche die Summen oder Differenzen ihrer Winkel enthalten, so lassen sich obige Werthe folgendermaassen schreiben:

$$\begin{aligned}
E &= d + \frac{1}{2}\,e^{-ht}\left[f\left(x + \frac{C}{\sqrt{2}}\,t\right) + f\left(x - \frac{C}{\sqrt{2}}\,t\right) - 2\,d\right] \\
i &= \frac{C}{4\sqrt{2}}\,e^{-ht}\left[f\left(x + \frac{C}{\sqrt{2}}\,t\right) - f\left(x - \frac{C}{\sqrt{2}}\,t\right)\right]
\end{aligned}\qquad 18)$$

Ist der Werth $d = 1/l\,.\int_0^l f(x)\,dx = 0$, also die Gesammtmenge der freien Elektricität im Drahte gleich Null, so stimmen diese Formeln vollständig mit denen für die Fortpflanzung des Schalles überein. Die Bewegung der Elektricität geht vor sich, wie wenn sich zwei elektrische Wellen in entgegengesetzter Richtung mit der Geschwindigkeit $C/\sqrt{2}$ $= 44\,.\,10^{10}/\sqrt{2}$ mm $= 42140$ geographische Meilen, d. h. nahezu mit der Geschwindigkeit des Lichtes, durch denselben bewegten. Diese Geschwindigkeit ist unabhängig von dem Stoffe und Querschnitte des Drahtes. Die Zeit eines Umlaufes jeder Welle um den Draht ist dann $t = l\sqrt{2}/C$. Die Dichtigkeiten der Elektricität an demselben Punkte vor und nach jedem Umlaufe verhalten sich wie $1 : e^{-ht} = 1 : e^{-hl\sqrt{2}/C}$. Bei dem Jacobi'schen Etalon wäre $h$ etwa $1/_{2000}$ Secunde, also das Verhältniss der Abnahme der elektrischen Dichtigkeit 2,7 : 1. — Ist $d$ nicht Null, so ändert sich der Ueberschuss der Dichtigkeit über den mittleren Werth der Dichtigkeit nach demselben Gesetze, wie wenn $d = 0$ wäre.

Ist der Werth $32\gamma/Cr\sqrt{2}$ sehr klein, also $C$ sehr gross gegen $\gamma/r$, so kann in der Gleichung 13) das zweite Glied gegen das erste vernachlässigt werden. Es bleibt also nur $i = 4l\gamma/r\,.\,dE/dx$ und nach Gleichung 14)

$$\frac{dE}{dt} = -\,8\,\frac{l\gamma}{r}\,\frac{d^2E}{dt^2}.$$

Die Formel fällt mit der Bd. I, §. 397 behandelten zusammen, wo die Induction im Drahte vernachlässigt wurde. Dann findet also ein einfaches Zusammenfliessen der Elektricitäten, analog der Bewegung der Wärme in dem Drahte statt.

**1478** Läuft der Draht nicht in sich zurück, so müssen die Grössen $d$ und $b$ [Gleichung 2) in der Anmerkung] andere Werthe erhalten, um den für die Enden desselben geltenden Bedingungen zu genügen. Ist der Draht z. B. an einem oder beiden Enden isolirt oder mit der Erde verbunden, so wird die elektrische Welle an den Enden reflectirt und kehrt sich in dem Falle, dass eine Ableitung derselben stattfindet, um, indem dann eine Welle von negativer Elektricität von derselben zurückkehrt, wenn eine Welle von positiver Elektricität ankommt, ganz ähnlich wie bei den Longitudinalschwingungen eines an einem oder an beiden Enden freien oder befestigten Stabes.

Kirchhoff hat in dieser Art noch den elektrischen Zustand eines einerseits mit der Erde verbundenen Drahtes von der Länge $l$ untersucht, der den oben angegebenen Bedingungen der Bildung elektrischer Wellen entspricht, und andererseits mit dem einen Pol einer Säule von der elektromotorischen Kraft $K$ verbunden ist, deren anderer Pol zur Erde abgeleitet ist. Das Potential an dem mit der Erde verbundenen Ende ($x = 0$) ist stets Null, das Potential am anderen mit dem Säulenpol verbundenen Ende ($x = l$) ist $\frac{1}{2} K$. Daraus folgen die Werthe $E$ und $i$:

$$E = \frac{K}{4\gamma}\left(\frac{x}{l} + \frac{2}{\pi} e^{-ht} \sum_1^{\infty} \frac{(-1)^m}{m} (\cos m\tau \sin m\varphi)\right)$$

$$i = -\frac{K}{r}(1 - e^{-2ht}) - \frac{CK}{4\sqrt{2\gamma\pi}} e^{-ht} \sum_1^{\infty} \frac{(-1)^m}{m} \sin m\tau \cos m\varphi,$$

wo $\tau = \frac{\pi}{l}\frac{C}{\sqrt{2}} t$ und $\varphi = \frac{\pi}{l} x$ gesetzt ist [1]).

---

[1]) Aus den Bedingungen für den Zustand des Drahtes folgt nämlich, dass für $x = 0$ auch $E = 0$ ist. Ferner folgt, dass für $x = l$, $E$ unabhängig von $t$ und gleich $K/4\gamma$ ist. Ersteres ist nur möglich, wenn $\sin n l = 0$ oder $n = m\pi/l$ ist. Damit letzteres stattfindet, muss $b = K/4\gamma l$ sein. Hieraus folgt ganz analog den früheren Betrachtungen

$$E = \frac{K}{4\gamma l} x + e^{-ht} \sum_1^{\infty} A_m \cos m\tau \sin m\varphi,$$

wo $\tau = \pi C t / l\sqrt{2}$ und $\varphi = \pi x / l$ gesetzt ist. — Endlich muss für alle Werthe von $x$ zwischen 0 und $l$, d. h. für alle Werthe $\varphi$ zwischen 0 und $\pi$, für $t = 0$ auch $E = 0$ sein; d. h. es ist $K\varphi/4\gamma\pi = -\sum_0^{\infty} A_m \sin m\varphi$. Setzt man nach Fourier:



Es lässt sich nachweisen, dass die im Ausdrucke für $i$ enthaltene Summe, wenn $\tau$ zwischen 0 und $\pi$ liegt, nur die zwei Werthe $-\frac{1}{2}\tau$ und $-\frac{1}{2}\tau + \frac{1}{2}\pi$; wenn $\tau$ zwischen $\pi$ und $2\pi$ liegt, nur die zwei Werthe $\pi - \frac{1}{2}\tau$ und $\frac{1}{2}\pi - \frac{1}{2}\tau$ annehmen kann, je nachdem $\varphi \lesseqgtr \pi - \tau$ ist. Für grössere Werthe von $\tau$ wiederholen sich dieselben Werthe der Summe. In jedem Momente theilt sich also der Draht an einem Punkte in zwei Theile. Auf der Länge eines jeden Theiles ist die Stromintensität constant; an dem Punkte selbst macht sie einen Sprung von der Grösse $CK/8\sqrt{2}\gamma . e^{-ht}$. Der Punkt rückt aber von der Zeit $t = 0$ an vom Ende ($x = l$) des Drahtes gegen seinen Anfangspunkt ($x = 0$) mit der Geschwindigkeit $C/\sqrt{2}$ vor, kehrt dann mit gleicher Geschwindigkeit gegen das Ende hin zurück u. s. f. Im Sinne der Bewegung des Punktes ist stets die Intensität des Stromes vor demselben kleiner, hinter demselben grösser, so dass sie also abwechselnd am Anfange und am Ende des Drahtes die grössere ist.

Mit Zunahme der Zeit $t$ nimmt die Grösse des Sprunges ab, indess ist während eines Durchganges desselben durch die Länge des Drahtes, d. h. in der sehr kleinen Zeit $T = l\sqrt{2}/C$, diese Abnahme sehr gering.

Eine Berechnung der Intensität des Stromes am abgeleiteten Ende des Drahtes ($x = 0$) ergiebt, dass sie anfangs bis zur Zeit $t = T$ gleich Null ist, und dann zu den Zeiten $3\,T$, $5\,T$ u. s. f. jedesmal sich sprungweise um doppelt so viel ändert, als der Sprung an den anderen Stellen des Drahtes beträgt. — Der Werth für $E$ erleidet ebenfalls an derselben Stelle eine plötzliche Aenderung, an der sich auch $i$ ändert, und zwar um den Werth $K/4\gamma . e^{-ht}$; indess bleibt $E$ stets am Ende des Drahtes gegen den Verbindungspunkt mit der Säule hin grösser, als an seinem anderen Ende. Die Vertheilung von $E$ auf dem Drahte ist dann durch eine gebrochene gerade Linie dargestellt. Mit wachsender Zeit nimmt der Sprung ab, der Werth $E$ nimmt für $t = \infty$ von $x = l$ bis $x = 0$ auf dem Drahte nach dem Gesetze der geraden Linie gleichförmig von $K/4\gamma$ bis zu Null ab [1]).

**1479** Bei den Rechnungen von Kirchhoff wird vorausgesetzt, dass die Einheit gegen $log\,(l/a)$ verschwindet; also $l/a$ eine sehr grosse Zahl ist und dass für so feine Drähte, in denen dies anzunehmen ist, das Ohm'sche Gesetz noch Gültigkeit hat.

---

$$\varphi = -2\sum_1^\infty (-1)^m \frac{1}{m} \sin m\varphi, \quad \text{so ist } A_m = (-1)^m \frac{1}{m}\frac{K}{4\gamma\pi}.$$

Dies für $A_m$ gesetzt, ergiebt die obigen Gleichungen.

[1]) In einer Reihe von Abhandlungen von überwiegend mathematischem Interesse sind die Consequenzen der Kirchhoff'schen Gleichungen weiter verfolgt worden; s. z. B. Roch, Borchardt-Crelle's J. **61**, p. 297, 1863*. Weingarten, Borchardt-Crelle's J. **63**, p. 145, 1864*.

Um sich von diesen Annahmen frei zu machen, betrachtet W. Weber[1]) getrennt:

1) Die elektrischen Scheidungskräfte, welche nach Kirchhoff (§. 1476) auf die beiden Elektricitäten in einem Punkte eines Leiters aus nächster Nähe wirken und deren Hälfte die auf die Masseneinheit der einen (positiven) Elektricität wirkenden Scheidungskraft ist. Sie ist also $-2\pi \log \frac{l}{a}\left(\frac{dE}{ds}+\frac{4}{C^2}\frac{di}{dt}\right)$.

Bezeichnet man die positive elektrische Masse im Längenelemente $Ds$ des Leiters mit $HDs$, ist die Geschwindigkeit ihrer Verschiebung $d\sigma/dt$, so ist die Dichtigkeit $E$ der freien Elektricität und Stromintensität $i$ daselbst

$$E = -2H\frac{d\sigma}{ds}; \quad i = H\frac{d\sigma}{dt}.$$

Wird dies in obigen Ausdruck eingeführt, so erhält man die auf $Ds$ wirkende bewegende Kraft

$$(E_{\text{I}}) = 4\pi \log \frac{l}{a}\left(\frac{d^2\sigma}{ds^2}-\frac{2}{C^2}\frac{d^2\sigma}{dt^2}\right)HDs.$$

2) Es wirken ferner auf $HDs$ die Widerstandskräfte, welche von den körperlichen Massen auf die elektrischen Massen ausgeübt werden und die Zunahme ihrer Geschwindigkeit beim Fortwirken der elektrischen Scheidungskraft hemmen. Ist $\varkappa$ die Leitungsfähigkeit, so sind diese Kräfte für die Einheit des Querschnittes des Leiters gleich $-i/\varkappa a^2\pi$. Da die Hälfte derselben auf die im Längenelemente $Ds$ befindliche positive Elektricität wirkt, so ist die in Folge dessen auf letztere wirkende bewegende Kraft:

$$(E_{\text{II}}) = -\frac{i}{2\varkappa a^2\pi}HDs = \frac{H}{2\varkappa a^2\pi}\frac{d\sigma}{dt}HDs.$$

3) Endlich seien die beschleunigenden Kräfte, welche auf die Masseneinheit der positiven Elektricität im Elemente $Ds$ von der Ferne her, also namentlich von den daselbst befindlichen elektrischen Massen aus wirken, gleich $^1/_2\,S$; dann ist der dieser Wirkung entsprechende Antheil der bewegenden Kraft

$$(E_{\text{III}}) = {}^1/_2\,HS.Ds.$$

Die Summe der bewegenden Kräfte muss gleich sein der beschleunigenden Kraft, multiplicirt mit der Masse der Elektricität, also

$$\frac{1}{v}EDs = \frac{(E_{\text{I}}) + (E_{\text{II}}) + (E_{\text{III}})}{\frac{\partial^2\sigma}{\partial t^2}}\ ^{2)}.$$

---

[1]) W. Weber, Ueber elektrische Schwingungen, Abhandl. der K. Sächs. Gesellsch. der Wissenschaften (Math.-phys. Classe) 6, p. 569, 1864*. (Wir müssen uns auf die Andeutung der wesentlichsten Punkte beschränken.) — [2]) Wären

Diese Gleichung lässt sich auf die Form

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} - a_1 \frac{\partial^2 \sigma}{\partial s^2} + b_1 \frac{\partial \sigma}{\partial t} = c_1 S \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

bringen, wo $a_1 b_1 c_1$ Constante sind.

Ist $S = 0$, werden also die aus der Ferne wirkenden Kräfte vernachlässigt, so geht die Gleichung in die von Kirchhoff entwickelte über; nur dass die Constanten eine andere Bedeutung haben.

Von der Gleichung 1) ausgehend, entwickelt Weber die ebenfalls von Kirchhoff berechneten Werthe $\Omega$ und $U$ und sodann $E$ und $i$, welche zunächst als Summen zweier nach $sin(ns/a)$ und $cos(ns/a)$ fortschreitenden Reihen dargestellt werden. Unter Anwendung der so erhaltenen, complicirten Ausdrücke auf einen kreisförmigen Leiter vom Radius $\varrho$ ergiebt sich nach Weber die Dichtigkeit der freien Elektricität $E$ und die Stromintensität $i$ gleich

$$E = \Sigma A_1 e^{-\epsilon t} \sin\left(\frac{ns}{\varrho} - mt + arctg\, B_1\right)$$
$$+ \Sigma A_1 . e^{-\epsilon t} \sin\left(\frac{ns}{\varrho} + mt + arctg\, B_1\right)$$
$$i = \Sigma C_1 e^{-\epsilon t} \sin\left(\frac{ns}{\varrho} - mt + arctg\, D_1\right)$$
$$+ \Sigma C_1 e^{-\epsilon t} \sin\left(\frac{ns}{\varrho} + mt + arctg\, D_1\right),$$

worin $A_1$, $B_1$, $C_1$, $D_1$, $m$, $E$ Constante sind, die vom Anfangszustand des Drahtes abhängen.

Auch nach diesen Formeln ändert sich die Dichtigkeit und Intensität an den einzelnen Stellen des Leiters nach Art einer Wellenbewegung. Die ersten Glieder obiger Formeln stellen eine Reihe vorwärts, die zweiten eine Reihe rückwärts schreitender Wellenzüge dar, die sich über einander lagern und addiren. Der erste doppelte Wellenzug für $n = 1$ besteht aus einer vorwärts schreitenden Welle, welche für $t = 1/m . arctg\, B_1$ den Raum $s$ von 0 bis $\pi \varrho$ einnimmt, und ihn mit positiver Elektricität ladet, und aus einer negativen, die von $s = \pi \varrho$ bis $s = 2 \pi \varrho$ liegt und

---

für die Messung der bewegenden und beschleunigenden Kräfte als Einheiten der Masse und Länge das Milligramm und Millimeter gewählt, so würde auch $EDs$ in Milligrammen gemessen sein. Weber multiplicirt deshalb die linke Seite der Gleichung mit dem Factor $1/\nu$, welcher das Verhältniss des Gewichtes der Elektricitätseinheit zum Milligramm bezeichnet. Da indess in den Werthen $(E)$ schon elektrische Massen vorkommen, die nach demselben Maasse zu messen sind, und eine davon unabhängige Messung der Werthe $(E)$ kaum möglich erscheint, so dürfte diese Bestimmung der elektrostatischen Masseneinheiten in Milligrammen, selbst wenn die Hypothese eines besonderen ponderablen, mit dem Strome fortfliessenden Elektricitätsfluidums zugegeben wird, nicht wohl ausführbar sein. In Betreff der weiteren Betrachtungen hierüber, sowie der sehr weitläufigen Berechnungen müssen wir auf die Originalabhandlung Weber's verweisen.

dort eine negative Ladung erzeugt. Der erste rückwärts schreitende Wellenzug erzeugt für $t = -1/m . arc\,tg\, B_1$ eine positive Welle von $s = 0$ bis $s = \pi\varrho$ und eine negative von $s = \pi\varrho$ bis $2\pi\varrho$.

Der zweite Wellenzug für $n = 2$ ergiebt ähnlich zwei vor- und rückschreitende Wellenzüge von 4 Wellen, die je von 0 bis $1/_2\,\pi\varrho$ u. s. f. liegen; der dritte für $n = 3$ giebt für jeden der beiden Wellenzüge 6 Wellen u. s. f. Mit wachsender Zeit nehmen diese Wellenzüge an Intensität im Verhältniss von $1 : e^{-2\varepsilon t}$ ab.

Da indess der Werth von $\varepsilon$ sich mit dem Werth von $n$ ändert, so nimmt die Intensität schneller ab, als nach einer geometrischen Reihe; und zwar um so schneller, je grösser der specifische Widerstand des Leiters, je dicker der Leiter im Verhältniss zu seiner Länge und je grösser $n$ ist, d. h. je kleiner die Wellen sind. Es ergiebt sich ferner, wie nach Kirchhoff's Berechnung, dass, je kleiner der Widerstand des Leiters ist, zugleich aber, je dünner er im Verhältniss zu seiner Länge ist, desto mehr sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in einem kreisförmigen Leiter dem Werth $C/\sqrt{2}$ nähert. — Da obige Bedingungen selten eintreten, so sind Abweichungen von dieser Regelmässigkeit besonders häufig zu erwarten.

1480 Regelmässig in bestimmten Intervallen auf einander folgende Vertheilungen von Elektricität in Leitern erhält man durch Induction vermittelst eines in einem geschlossenen Kreise rotirenden Magnetes, der auf verschiedene Stellen desselben inducirend wirkt. Man könnte daher bei einer derartigen Induction nach obigen Betrachtungen erwarten, dass die dabei auftretenden, entgegengesetzt gerichteten Wellenzüge Interferenzen hervorrufen sollten. Indess folgt aus der Rechnung das merkwürdige Resultat, dass die Schwingungsphasen und Amplituden an allen Stellen des geschlossenen Kreises gleichzeitig die gleichen sind. Hiernach ist auch die Stromintensität an einem Punkte des kreisförmigen Leiters stets der mittleren Intensität im ganzen Kreise gleich, ein Gesetz, welches auch für nicht kreisförmige Leiter gilt. Dasselbe gilt um so angenäherter, je länger und dünner der Leiter und je grösser die Rotationsgeschwindigkeit des Magnetes ist.

1481 Obige Resultate hat W. Weber auf experimentellem Wege zu prüfen versucht. Die durch einen kleinen rotirenden Magnet in einem Drahtkreise erregten Inductionsströme wurden durch einen sehr langen Schliessungskreis geleitet, in welchen zwei Elektrodynamometer möglichst gleicher Construction, deren bifilar aufgehängte Rollen durch geeignete Veränderung der Abstände ihrer Aufhängungsfäden gleiche Schwingungsdauern (15 Sec.) erhielten, eingefügt werden konnten. Die Schwingungen der beweglichen Rollen wurden an zweien, je 2100 Scalentheile von denselben entfernten Scalen mittelst Spiegel und Fernrohr abgelesen. Zuerst wurde zwischen die Dynamometer nur ein kleiner Theil

des Schliessungskreises eingefügt, so dass durch beide gleichmässig die Inductionsströme flossen. Man kann dann ihre Ausschläge und ihre Empfindlichkeit mit einander vergleichen. Darauf wurde das eine Elektrodynamometer durch einen besonderen Commutator an eine weit von dem ersten abliegende Stelle in den Kreis eingeschaltet, und eine Vergleichung der Intensitäten in beiden Dynamometern vorgenommen. Geeignete Commutatoren dienten vorher dazu, die Schwingungen der Bifilarrollen beider Dynamometer durch in passender Richtung hindurchgeleitete Ströme zu beruhigen. Zwischen den beiden Einschaltungsstellen lagen zwei parallele, gleiche Drähte von je 36600 m Länge. Die beiden Hälften eines jeden waren übersponnen, sie wurden sodann neben einander zusammengelegt, durch neue Ueberspinnung zu einem Doppeldraht vereint und am einen Ende mit einander verbunden, so dass der Strom in der einen Hälfte des Drahtes hin-, in der anderen zurückfloss. Der Doppeldraht wurde auf eine Rolle gewunden, so dass beim Durchleiten des Stromes gleiche und entgegengerichtete Stromelemente neben einander lagen und keine störenden Inductionswirkungen auftreten konnten.

Hierbei erwies sich die Stromintensität an den von einander entfernten Stellen der Leitung als gleich; die Schwingungsamplitude ist also dieselbe, wie es der Theorie entspricht.

Wird durch eine neue Commutationsvorrichtung die bewegliche Rolle des einen Dynamometers, statt unmittelbar hinter dem Multiplicator desselben, erst durch Vermittelung der langen Verbindungsdrähte in den Stromkreis eingefügt, so könnte die Phase der elektrischen Schwingung in dem Multiplicator und der beweglichen Rolle im ersten Falle die gleiche, im zweiten event. eine verschiedene sein, und dann würden sich, wie leicht zu berechnen, verschiedene Ablenkungen ergeben. Der Versuch beweist indess, dass, entsprechend der Theorie, auch die Schwingungsphase an beiden Stellen der Leitung dieselbe ist.

Indess dürfte gegen die Beweiskraft dieser Versuche doch ein Bedenken geltend gemacht werden können. Obgleich die eingeschalteten langen, aus zwei parallelen, gegen einander vom Strome durchflossenen Drähten gebildeten Drahtrollen nach aussen hin keine Inductionswirkungen ausüben, so wird doch, wenn an dem einen Ende $A$ der Spirale der Strom anwächst, sogleich an dem benachbarten, durch die ganze Länge des Spiraldrahtes von ersterem getrennten Ende $B$ der Spirale ein Strom inducirt, der jenem Strome entgegengerichtet ist. Tritt also in $A$ ein Strom ein, so tritt durch die Induction sogleich in $B$ ein Strom aus, und dies setzt sich bei der Ausbreitung des Stromes in den Spiralen bei allen folgenden, einander parallelen Elementen fort. Die durch die langen Drahtrollen getrennten Spiralen der Dynamometer erfahren also die Stromeswirkung in einem viel kürzeren Zeitintervall nach einander, als wenn der Strom wirklich die ganze eingeschaltete Drahtlänge zwischen ihnen ohne die Inductionswirkung durchlaufen hätte.

1482 Eine weitere Ausführung der auf das Weber'sche Gesetz begründeten Gleichungen von Kirchhoff, zugleich unter Hinzunahme äusserer, mit der Zeit variabler elektromotorischer Kräfte, die theils von bewegten elektrischen Massen, theils von bewegten und variablen Strömen und Magneten herrühren und unter der Einführung der Masse der Elektricität, also der Annahme einer Trägheit derselben, ist für die Strömungen in körperlichen Leitern von Lorberg[1]) vorgenommen worden. Er hat sodann die erhaltenen Gleichungen auf die Bewegung der Elektricität in einer Kugel angewendet, und zwar zunächst ohne Einwirkung elektrostatischer Kräfte, sondern nur elektrodynamischer Kräfte, deren Resultanten der Oberfläche der Kugel an jeder Stelle parallel sind. Werden dieselben z. B. durch eine periodische Bewegung eines der Kugel concentrischen Kreisstromes in der Richtung seiner Axe hin und her erzeugt, so verlaufen die inducirten Ströme in Parallelkreisen und können in ihrer Richtung alterniren. Wird die inducirende Kraft aufgehoben, z. B. durch Anhalten der Bewegung des Kreisstromes am Ende oder in der Mitte seiner Bahn, so dauern die Inductionsströme noch längere Zeit fort. Ist z. B. die grösste Entfernung des Mittelpunktes des inducirenden Kreisstromes vom Mittelpunkte der Kugel bei seiner Hin- und Herbewegung 12 m, ist der Kugelradius 1 m, die Oscillationsdauer des Inductors 4 Secunden, und wird zuerst der Inductor am Ende seiner Bahn bei der Geschwindigkeit Null angehalten, so verschwindet der inducirte Strom erster Ordnung zugleich mit der inducirenden Kraft. In dem Moment dieses Verschwindens besitzt an der Oberfläche der Strom zweiter Ordnung eine Dichtigkeit, die $^5/_{24}$ des Maximums der Dichtigkeit des ersten Stromes ist und in etwa 26 bis 32 Secunden auf $^1/_{1000}$ desselben sinkt. Wird der Inductor im Momente seiner Maximalgeschwindigkeit angehalten, und kann man annehmen, dass dabei die Dichtigkeit des inducirten Stromes erster Ordnung sehr schnell im Verhältniss zu seiner ganzen Zeitdauer sinkt, so hat der demselben entgegengerichtete Strom zweiter Ordnung anfangs eine Dichtigkeit, die $^3/_4$ der Dichtigkeit des ersten Stromes ist und in 29 bis 32 Secunden auf $^1/_{1000}$ derselben sinkt. Ist dagegen die Oscillationsdauer gross, der Kugelradius klein, so sinkt im ersten Falle die Dichtigkeit schneller, im zweiten ist die Dichtigkeit des zweiten Stromes gleich anfangs sehr klein.

1483 Aehnliche Betrachtungen hat Kirchhoff[2]) über die oscillatorische Entladung der Leydener Batterie durchgeführt.

Es sei $w$ der Widerstand des Schliessungskreises, $i$ die Stromintensität darin zur Zeit $t$ in mechanischen Einheiten, während die positive Elektricität von der inneren Belegung zur äusseren fliesst. Dann ist $i$

---

[1]) H. Lorberg, Journ. f. reine u. angew. Mathem. **71**, p. 53, 1870*. Wir müssen uns begnügen, auch hier nur einige der interessantesten Resultate zu geben. — [2]) Kirchhoff, Pogg. Ann. **121**, p. 551, 1864*. Wir behalten die Bezeichnungen des Originals bei. (Vgl. die Berechnung von W. Thomson, §. ..

die in der Zeiteinheit der inneren Belegung entzogene und der äusseren zugeführte positive und die umgekehrt fliessende negative Elektricitätsmenge. Sind die Elektricitätsmengen zur Zeit $t$ auf beiden Belegungen $Q = Q_i = Q_a$, so ist mithin:

$$\frac{d Q_i}{dt} = \frac{d Q_a}{dt} = -2i.$$

Die elektromotorische Kraft $wi$ im Schliessungsbogen setzt sich aus mehreren Theilen zusammen:

1) aus der Differenz der Potentiale $V_i$ und $V_a$ an beiden Belegungen; sie ist gleich $2(V_i - V_a)$;

2) aus der inducirten elektromotorischen Kraft:

$$\frac{8}{C^2}\frac{di}{dt}\int\int\frac{Ds\,Ds'}{r}\cos\vartheta\cos\vartheta' = \frac{8}{C^2}\,W\cdot\frac{di}{dt},$$

wo $W$ gleich dem Integralwerth, d. h. dem elektrodynamischen Potential gesetzt ist.

Hier bedeuten $Ds$ und $Ds'$ die Längen zweier Elemente der Leitung, $r$ ihren Abstand, $\vartheta$ und $\vartheta'$ die Winkel $(r, Ds)$ und $(r, Ds')$, $C$ die Weber'sche Constante. Die Integration erstreckt sich über die ganze Schliessung. Demnach ist:

$$wi = 2(V_i - V_a) - \frac{8}{C^2}\,W\frac{di}{dt}.$$

Ist die Grösse der Belegungen unendlich gross gegen das Quadrat der Dicke des Glases der Flasche, so ist

$$Q_i = Q_a = Q = \beta(V_i - V_a),$$

also

$$\frac{8}{C^2}\,W\frac{d^2Q}{dt^2} + w\frac{dQ}{dt} + \frac{4}{\beta}\,Q = 0 \;[1]),$$

woraus folgt:

$$Q = A_1 e^{\lambda_1 t} + A_2 e^{\lambda_2 t} = e^{-ht}\left(A\cos\frac{t}{T}\pi + B\sin\frac{t}{T}\pi\right),$$

wo $A_1$ und $A_2$, $A$ und $B$ willkürliche Constante und $\lambda_1$ und $\lambda_2$ die Wurzeln der Gleichung:

$$\frac{8}{C^2}\,W\lambda^2 + w\lambda + \frac{4}{\beta} = 0$$

sind,

$$h = \frac{wC^2}{16\,W} \quad \text{und} \quad T = \frac{4\sqrt{2\beta W}}{C}\left(1 - \frac{wC^2\beta}{128\,W}\right)^{-1/2}$$

ist.

Ist $T$ reell, so ist die Entladung oscillatorisch und $T$ die Dauer einer Oscillation.

---

[1]) Eine andere Ableitung dieser Formel s. C. Neumann, Göttinger Nachr. 1869, p. 17*.

Ist die Oberfläche einer Flasche $S$, $\delta$ die Dicke des Glases, $\mu$ der Inductionscoefficient, so folgt $\beta = \mu S / 4\pi\delta$. **1484**

Ist ferner $l$ die Länge, $a$ der Radius des Schliessungsdrahtes und kann man $\log(l/a)$ als unendlich gross betrachten, so ist $W = 2l\log(l/a)$. Je grösser $w$ und je grösser $\beta$, d. h. die Länge des Drahtes und die Oberfläche der Batterie, desto grösser wird $w^2 C^2 \beta / 128\, W$, desto eher wird $T$ imaginär.

Bildet der Draht einen Kreis, so ist $W = 2l(\log l/a - 1{,}508)$, bildet er ein Quadrat $W = 2l(\log l/a - 1{,}910)$. Bildet im letzteren Falle der Draht eine Schraubenlinie, deren Windungen den Abstand $\varepsilon$ haben, ist $n$ die Zahl derselben, $b$ die Seite des Quadrats, so ist:

$$W = nf(o) + 2(n-1)f(\varepsilon) + 2(n-2)f(2\varepsilon) + \cdots,$$

wo

$$f(z) = 4b\log\frac{\sqrt{b^2+z^2}+b}{\sqrt{b^2+z^2}-b} - 8\left(\sqrt{b^2+z^2} - z\right) - 4b\log\frac{\sqrt{2b^2+z^2}+b}{\sqrt{2b^2+z^2}-b}$$

$$+ 8\left(\sqrt{2b^2+z^2} - \sqrt{b^2+z^2}\right) \text{ und}$$

$$f(o) = 8b\left(\log\frac{2(\sqrt{2}-1)b}{b} - \frac{7}{4} + \sqrt{2}\right).$$

Bei Feddersen's Versuchen ist z. B. $S = 16 \times 0{,}2006$ qm, $\delta = 4$ bis 5 mm, der grösste Schliessungsbogen hat 1343 m Länge, 1,35 mm Dicke, woraus folgt:

$$\beta = 1{,}135\,.\,10^5; \quad w = 1{,}064\,.\,10^{-11}; \quad W = 3{,}896\,.\,10^7 \text{ und}$$

$$\frac{w^2 C^2 \beta}{128\, W} = 497\,.\,10^{-6}.$$

Vernachlässigt man diesen sehr kleinen Werth gegen 1, so ist $T = \pi\sqrt{2\beta\, W}/C$. $T$ ist mithin reell, die Entladung oscillatorisch. Die Oscillationsdauer ist also von der Grösse der Ladung und dem Widerstande $w$ der Schliessung unabhängig, dagegen proportional der Quadratwurzel aus der Oberfläche der Batterie und aus dem elektrodynamischen Potential. Aus letzterer Beziehung folgt, dass die Oscillationsdauer etwas schneller als die Quadratwurzel der Länge des Drahtes wächst und mit Verkleinerung seines Radius langsam zunimmt.

Wird durch Anwendung zweier in gleicher Richtung vom Strome durchflossener Stellen der Leitung $W$ vermehrt, so wächst die Oscillationsdauer; im gegentheiligen Falle nimmt sie ab.

Diese Resultate stimmen mit den Schlüssen von Feddersen.

Bei einer Versuchsreihe derselben mit zehn Flaschen und einem Schliessungsdrahte von 1,35 mm Dicke ergab sich z. B. entsprechend obiger Formel:

| $l$ | 5,26 | 15,26 | 25,26 | 45,26 | 65,26 | 85,26 | 115,26 | 180,3 | 317,0 | 445,0 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $T$ beob. | 13 | 31 | 41 | 60 | 75 | 84 | 93 | 131 | 177 | 227 |
| $T$ ber. | 9 | 15 | 20 | 27 | 33 | 38 | 45 | 57 | 77 | 93 |

Die berechneten Werthe sind also etwa nur halb so gross als die beobachteten, was wohl in der Ungenauigkeit der Berechnung von $W$ und $\beta$ liegt (vergl. §. 1420).

**1485** Ist nicht in allen Stellen des Schliessungsbogens die Stromintensität die gleiche, und ist $\gamma = log(l/\alpha)$ unendlich gross, bildet der Draht eine Linie, bei der jede Sehne zu dem zugehörigen Bogen in einem endlichen Verhältnisse steht, so ist nach §. 1476:

$$i = -4\gamma \frac{l}{w}\left(\frac{dE}{ds} + \frac{4}{C^2}\frac{di}{dt}\right) \text{ und } 2\frac{di}{dt} = -\frac{dE}{dt},$$

wo $s$ der Abstand des betrachteten Querschnitts, in welchem zur Zeit $t$ die freie Elektricitätsmenge $\varepsilon$, die Stromintensität $i$ ist, von dem Anfang des Drahtes ist. Dann lässt sich wie oben $E = X sin ns$, $i = Y cos ns$ setzen, und es wird bei Einführung neuer Constanten:

$$E = e^{-ht}\sum_1^\infty sin\, t\sqrt{\frac{C^2n^2}{2} - h^2}\,(K_1 sin\, ns + D_1 cos\, ns)$$
$$+ cos\, t\sqrt{\frac{C^2n^2}{2} - h^2}\,(K_2 sin\, ns + D_2 cos\, ns) \quad . \quad 1)$$

$$i = e^{-ht}\sum_1^\infty cos\, t\sqrt{\frac{C^2n^2}{2} - h^2}\,(A_1 cos\, ns - B_1 sin\, ns)$$
$$+ sin\, t\sqrt{\frac{C^2n^2}{2} - h^2}\,(A_2 cos\, ns - B_2 sin\, ns).$$

Bildet der Draht von der Länge $l$ den Schliessungsbogen einer Leydener Flasche, an deren Belegungen die Elektricitätsmenge $E_o$ und $E_l$ angehäuft sind, so sind die Potentiale $V_i = 2\gamma E_o$; $V_a = 2\gamma E_l$ und es wird: $Q_i = Q_a = 2\beta\gamma(E_o - E_l)$. Dann ist

$$\frac{dQ_i}{dt} = -2i_o; \qquad \frac{dQ_a}{dt} = -2i_l,$$

also

$$i_o = i_l = -\beta\gamma\left(\frac{dE_o}{dt} - \frac{dE_l}{dt}\right) = 2\beta\gamma\left[\left(\frac{di}{ds}\right)_o - \left(\frac{di}{ds}\right)_l\right] \quad . \quad 2)$$

Diese Bedingung muss für alle Zeiten $t$ an den Enden des Drahtes erfüllt sein.

Setzt man

$$i = A cos\, nl - B sin\, nl = 2\beta\gamma n[A sin\, nl - B(1 - cos\, nl)] \quad 3)$$

so wird:

$$1 = 4\beta\gamma n\, tg\frac{nl}{2} \quad \text{oder} \quad \frac{nl}{2}\, tg\, \frac{nl}{2} = \frac{l}{8\beta\gamma} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

Hierdurch sind die Werthe $n$ in den obigen Gleichungen für $E$ und $i$ bestimmt. Die übrigen Constanten bestimmen sich, wenn $E$ und $i$ für $t = 0$ gegeben sind.

Nach dem Ausdruck für $i$ ist der Strom an allen Stellen der Schliessung aus unendlich vielen Oscillationen zusammengesetzt, deren Dauer gleich $\pi\,(\frac{1}{2}\,C^2 n^2 - h^2)^{-1/2}$ ist.

Ist die rechte Seite von Gleichung 4) sehr klein, so wird für die kleinste Wurzel **1486**

$$n = \frac{1}{\sqrt{2\beta\gamma l}}; \quad \text{genauer} \; \frac{l}{\sqrt{2\beta\gamma l}}\left(1 - \frac{l}{48\beta\gamma}\right),$$

also die grösste Oscillationsdauer:

$$T = \frac{\pi}{\sqrt{\frac{C^2}{4\beta\gamma l} - h^2}}.$$

Meist kann man $h^2$ unter dem Wurzelzeichen vernachlässigen; dann wird die grösste Oscillationsdauer:

$$T = \frac{\pi\sqrt{2}}{Cn}; \quad \text{genauer} \; \pi\,\frac{\sqrt{4\beta\gamma l}}{C}\left(1 + \frac{l}{48\beta\gamma}\right).$$

Die anderen Oscillationen sind viel kürzer.

Aus obiger Formel für $T$ folgt, dass bei sehr langen Schliessungen die Oscillationen bei Verkleinerung der Oberfläche der Batterie langsamer abnehmen, als die Quadratwurzeln der Oberfläche, wie mit den Versuchen von Feddersen übereinstimmt. (Bei einem Schliessungsbogen von 1343 m Länge und 1,35 mm Dicke war das Verhältniss der Schwingungsdauern 2,64, während die Zahl der Flaschen 16 und 2, also das Wurzelverhältniss 2,83 war. Nach obiger Formel für $T$ wird dasselbe 2,53.)

In wiefern das Gesetz von Weber den sonstigen, allgemein gültigen Naturgesetzen entspricht, ist von v. Helmholtz[1]) untersucht worden. Seine Resultate haben zu Entgegnungen von W. Weber[2]) und C. Neumann[3]) geführt, auf welche v. Helmholtz in einer weiteren Arbeit geantwortet hat. Wir müssen uns begnügen, hier nur die allerwesentlichsten Hauptpunkte der Resultate dieser wichtigen Discussion wiederzugeben. **1487**

Das Potential zweier elektrischer Theile $e$ und $e_1$ nach Weber

---

1) Helmholtz, Journ. für reine und angewandte Mathematik **72**, p. 1, 1870*; **75**, p. 35, 1872*. — 2) W. Weber, Math.-phys. Abh. d. K. Sächs. Gesellschaft **10**, p. 1, 1871*. — 3) C. Neumann, Math.-phys. Berichte der K. Sächs. Gesellschaft 1871*, 20. Oct.*

$$V = -\frac{e e_1}{r}\left[1 - \frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right]$$

auf einander, ist nur von der Entfernung $r$ und der Geschwindigkeit $dr/dt$ abhängig. Werden also die elektrischen Theile auf irgend einem Wege wieder in ihre frühere Lage zurückgeführt, und haben daselbst ihre frühere Geschwindigkeit in der Richtung ihrer Verbindungslinie, vollenden sie also einen vollständigen Kreisprocess, so wird dabei keine Arbeit gewonnen. In dieser Beziehung stimmt die Weber'sche Formel mit dem Princip von der Erhaltung der Energie [1]).

Anders gestalten sich die Verhältnisse bei Betrachtung der während der Bewegung der elektrischen Theilchen vorkommenden Geschwindigkeiten. Ist $m$ die mit einem elektrischen Theilchen $e$ verbundene Masse, welche sich unter Einfluss des abstossenden elektrischen Theilchens $e_1$ in der Richtung der Verbindungslinie $r$ beider Theilchen bewegt, so ist nach W. Weber die bewegende Kraft

$$m\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{e e_1}{r^2}\left[1 - \frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{2r}{C^2}\frac{d^2 r}{dt^2}\right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{I)}$$

oder bei Multiplication mit $dr/dt.dt$ und Integration

$$\frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = \frac{b - \frac{e e_1}{r}}{\frac{1}{2} m C^2 - \frac{e e_1}{r}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{II)}$$

wo $k$ eine Constante ist.

Setzen wir in dieser Formel $2 e e_1 / m C^2 = \varrho$ und $b = e e_1 / r_0$, so wird dieselbe

$$\frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = \frac{r - r_0}{r - \varrho}\cdot\frac{\varrho}{r_0} \;{}^{2)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{III)}$$

---

[1]) Siehe auch C. Neumann, Pogg. Ann. 155, p. 211, 1875*.

[2]) Dieselbe Formel hat W. Weber, l. c., §. 1463 in einer anderen Weise aus dem Ausdruck für das Potential der elektrischen Massen auf einander entwickelt. Aus demselben folgt unmittelbar, dass wenn die Theilchen $e$ und $e_1$ aus den Entfernungen $\varrho$ und $r$, in denen sie sich in gleicher relativer Bewegung gegen einander befinden, in unendliche Entfernung von einander gebracht werden, die dabei geleisteten Arbeiten $V\varrho$ und $Vr$ sich umgekehrt wie die Entfernungen, also $V_r / V_\varrho = \varrho / r$ verhalten.

Sind aber die elektrischen Massen $e$ und $e_1$ mit den mechanischen Massen $m$ und $m_1$ verbunden, haben sie in der Richtung ihrer Verbindungslinie $r$ die Geschwindigkeiten $\alpha$ und $\alpha_1$, senkrecht gegen dieselbe die Geschwindigkeiten $\beta$ und $\beta_1$, so ist ihre gesammte lebendige Kraft

$$L = \tfrac{1}{2} e(\alpha^2 + \beta^2) + \tfrac{1}{2} e_1(\alpha_1^2 + \beta_1^2) = \frac{1}{2}\frac{m m_1}{m + m_1}(\alpha - \alpha_1)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{(m\alpha + m_1\alpha_1)^2}{m + m_1} + m\beta^2 + m_1\beta_1^2\right).$$

In dem ersten Gliede des letzten Ausdrucks ist $\alpha - \alpha_1$ die relative Geschwindigkeit $dr/dt$ der elektrisch geladenen Massentheilchen in der Richtung ihrer Verbindungslinie. Das ganze Glied

Ist am Anfang der Bewegung $ee_1/r > \frac{1}{2} m C^2 > k$ oder $\varrho/r > 1 > \varrho/r_0$, so ist in den Formeln rechts der Zähler grösser als der Nenner, also $(dr/dt)^2 > C^2$ und positiv. $dr/dt$ selbst kann positiv oder negativ sein. Im ersteren Falle vergrössert sich bei der Bewegung die Entfernung $r$, bis $ee_1/r = \frac{1}{2} m C^2$ oder $r = \varrho$ ist; wo dann $dr/dt = \infty$ wird. Die Entfernung $\varrho$ möge die **kritische Entfernung** heissen. Ist anfangs $ee_1/r < \frac{1}{2} m C^2 < k$, also $\varrho/r < 1 < \varrho/r_0$ und $dr/dt$ negativ, so tritt dasselbe Verhältniss ein. Es würde sich also schon bei dieser einfachen Bewegung in einer endlichen Entfernung der Theilchen eine unendliche Geschwindigkeit derselben ergeben, sie würden dadurch überhaupt nicht allgemein einen Kreisprocess zu vollenden im Stande sein. 1488

---

$$x = \frac{1}{2} \frac{m m_1}{m + m_1} (\alpha - \alpha_1)^2 = \frac{1}{2} \frac{m m_1}{m + m_1} \left(\frac{dr}{dt}\right)^2$$

ist mithin die dieser Bewegung entsprechende, **relative lebendige Kraft** der Theilchen.

Der folgende Theil des Ausdrucks bezieht sich auf die Bewegung des Schwerpunktes beider Theile zusammen und ihre Bewegung senkrecht gegen die Verbindungslinie.

Ist die Geschwindigkeit $dr/dt = C$, also das Potential gleich Null, so wird die relative lebendige Kraft

$$a = \frac{1}{2} \frac{m m_1}{m + m_1} C^2.$$

Mit Benutzung der Werthe $x$ und $a$ können wir schreiben

$$V_r = \frac{ee_1}{r}\left(1 - \frac{x}{a}\right).$$

Werden nun die elektrischen Massen aus einer $ee_1$ proportionalen Entfernung $\varrho = \frac{ee_1}{a} = 2\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{m_1}\right)\frac{ee_1}{C^2}$ in unendliche Entfernung gebracht, so ist die der dabei stattfindenden Potentialänderung entsprechende Arbeit

$$V_\varrho = \frac{r}{\varrho} V_r = \frac{1}{2} \frac{m m_1}{m + m_1} \frac{C^2}{ee_1} \cdot r\, V_r = a\left(1 - \frac{x}{a}\right) = a - x. \quad . \quad \text{I)}$$

In diesem Falle bildet also die Potentialänderung $V_\varrho$ zusammen mit der lebendigen Kraft $x$ eine constante Summe $a$.

Bewegen sich die Theilchen nur in der Richtung der Verbindungslinie, so ist ihre relative Beschleunigung (da beide sich in entgegengesetzter Richtung zu einander hinbewegen):

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{m_1}\right)\frac{dV_r}{dr} = \frac{1}{2} \frac{\varrho C^2}{ee_1} \frac{dV_r}{dr}.$$

Setzen wir den Werth von $r$, für welchen $dr/dt = 0$ ist, gleich $r_0$ und integriren von der Zeit, wo dieser Werth erreicht ist, bis zu der Zeit, wo $r = r$ ist, so ist, da $V_r = \frac{ee_1}{r}\left[\frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 - 1\right]$:

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = \frac{r - r_0}{r - \varrho} \cdot \frac{\varrho}{r_0} C^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{II)}$$

Ist die eine Masse, z. B. $m_1$ unendlich gross, so bewegt sich nur die andere, $m$. Dann wird $\varrho = 2ee_1/mC^2$. Vgl. auch Pogg. Ann. Jubelband, p. 199 u. flgde.

**1489** Indess ist die Voraussetzung, dass am Anfange der Bewegung $dr/dt > C^2$ ist, nach weiteren Betrachtungen von v. Helmholtz nicht nöthig. Fügt man nämlich zu den elektrischen Kräften, welche nach der Weber'schen Formel wirken, noch mechanische Kräfte $R$ hinzu, welche direct auf die träge Masse $m$ wirken, so wird die Gleichung I, §. 1487:

$$m \frac{d^2 r}{d t^2} = \frac{e e_1}{r^2} \left[ 1 - \frac{1}{C^2} \left( \frac{d r}{d t} \right)^2 + \frac{2 r}{C^2} \frac{d^2 r}{d t^2} \right] + R \quad . \quad . \quad \mathrm{I)}$$

oder, wenn wieder $2 e e_1 / m C^2 = \varrho$ ist:

$$m \left( 1 - \frac{\varrho}{r} \right) \frac{d^2 r}{d t^2} = \frac{e e_1}{r^2} \left[ 1 - \frac{1}{C^2} \left( \frac{d r}{d t} \right)^2 \right] + R \quad . \quad . \quad \mathrm{II)}$$

Ist in Gleichung II $r > \varrho$, also das Theilchen $m$ ausserhalb der kritischen Entfernung, so ist $1 - \varrho / r$ positiv. Ist bei Beginn der Bewegung der Abstand der Masse $m$ von der ruhenden Masse gleich $r_0$ und die Geschwindigkeit $d r / d t = 0$, so wird die Beschleunigung $d^2 r / d t^2$ negativ, sobald $e e_1 / r^2 + R$ negativ ist, die Kraft $R$ also eine anziehende Kraft und grösser ist, als die Abstossung $e e_1 / r^2$ der als gleichartig angenommenen Elektricitäten $e$ und $e_1$. Die elektrisch geladene Masse $m$ nähert sich also der ruhenden und erhält somit eine negative Geschwindigkeit, welche allmählich wächst, um so mehr, als auch noch zu der rechten Seite der Gleichung II das Glied $- 1/C^2 . (d r / d t)^2$ hinzutritt. Ist dann die kritische Entfernung erreicht, also $r = \varrho$, so wird die Geschwindigkeit unendlich, obgleich die elektrische Masse nicht zuerst eine sehr grosse Geschwindigkeit besitzt, auch die Kraft $R$ nur durch eine endliche Strecke $r_0 - \varrho$ hindurch wirkt und dabei eine endliche Arbeit leistet. In kleineren Entfernungen, als $\varrho$, wird die Beschleunigung positiv; die in der Richtung der abnehmenden $r$ wirkende Kraft beschleunigt also die Masse rückwärts, wie wenn sie eine negative Trägheit besässe.

**1490** Es fragt sich ferner, wie gross der Werth $r = \varrho$ ist, für welchen $(d r / d t)^2$ unendlich wird, ob $\varrho$ einen grösseren Werth besitzt, oder ob derselbe eine zwar endliche, aber doch so kleine, innerhalb der Grenzen der molekularen Wirkungen liegende Grösse darstellt, dass die Molekularkräfte zwischen den mit Elektricität beladenen Massen, welche eine Volumenveränderung derselben ausschliessen, eine weitere Beschleunigung derselben gegen einander verhindern, so dass die Geschwindigkeit nicht unendlich gross werden kann. Dieses Verhalten wäre nach Weber analog dem zweier Massen, welche durch die Gravitation, wenn sie in zwei mathematischen Punkten concentrirt gedacht werden, bei der Annäherung bis zur Entfernung $r = 0$ eine unendliche Geschwindigkeit erhalten. In der That würden sie indess daran gehindert werden, weil die Massen eben eine endliche Ausdehnung besitzen und so, wenn ein Theil der einen sich schon nach der Annäherung wieder mit unendlicher Geschwindigkeit von der anderen entfernt, doch ein anderer Theil der

ersten Masse erst jene Annäherung mit unendlicher Geschwindigkeit vornimmt.

Nach Weber würde nun $\varrho$ eine derartige moleculare Entfernung sein, da in dem Ausdruck für $\varrho = 2ee_1 / C^2 . (1/m + 1/m_1)$ oder, wenn $m_1$ sehr gross ist, in $\varrho = 2ee_1 / mC^2$ der Werth $C$ jedenfalls sehr gross ist und die elektrischen Massen $e$ und $e_1$ im Verhältniss zu den materiellen Massen $m$ und $m_1$ unangebbar klein wären.

Der Werth $2ee_1 / mC^2$ enthält indess zwei Factoren. $e/m$ und $e_1$. Könnte das elektrische Theilchen $e$ isolirt, nur mit seiner eigenen Masse $\mu$ bestehen, so ist durchaus nichts über den Werth $\beta = e/\mu$ bekannt. Er könnte also, wenn es auch durchaus nicht erwiesen ist, möglicherweise doch sehr klein sein. Noch kleiner wäre $2e/\mu C^2$ und $2e/mC^2$, wenn mit der elektrischen Masse $\mu$ noch körperliche Massen verbunden wären. Der zweite Factor $e_1$ kann aber jede beliebige Grösse annehmen. Wäre diese Elektricitätsmenge $e_1$ gleichmässig im Innern (I) oder auf der Oberfläche (II) einer isolirenden Kugel vom Radius $z$ angehäuft, so müsste bei gleichbleibender Dichtigkeit derselben für die $n$fache Elektricitätsmenge $e_1$ der Radius $z$ resp. (I) $\sqrt[3]{n}$ oder (II) $\sqrt[2]{n}$ mal so gross sein. Dagegen wächst die kritische Entfernung $\varrho$ proportional mit $n$, also viel schneller als der Radius $z$, so dass mit wachsender Elektricitätsmenge $e_1$ die kritische Entfernung $\varrho$ jede endliche Grösse, ihr Ende jeden beliebigen Abstand von $e_1$ annehmen kann, bis zuletzt $z$ gegen $\varrho$ verschwindend klein ist und das einfache Weber'sche Gesetz, wie für zwei einzelne Massenpunkte, gilt. Dann könnte auch die Kraft $R$, welche dem Maximum der elektrischen Abstossung $ee_1 / \varrho^2$ das Gleichgewicht hält, relativ klein sein, z. B. schon durch die Gravitation geliefert werden. Selbst wenn die Elektricitätsmenge $e_1$ factisch nicht so gross herzustellen wäre, dass die berührten Verhältnisse zur Gültigkeit kämen, so müsste doch das Weber'sche Gesetz, wenn es ein allgemeines wäre, die Möglichkeit derselben in sich fassen. — Die Einführung einer Function, welche in endlicher Entfernung mit dem Weber'schen Gesetz zusammenfällt, in molecularen Entfernungen davon abweicht[1]), kann also nicht die betrachteten Widersprüche lösen.

Ist der Radius $z$ gegen $\varrho$ nicht so klein, dass die Wirkung von $e_1$ auf $e$ als die zweier elektrisch geladener Massenpunkte anzusehen ist, so ist die Vertheilung der Elektricitätsmenge $e_1$ im Raume bei ihrer Einwirkung auf $e$ zu berücksichtigen. Um in diesem Falle die Verhältnisse beurtheilen zu können, ist, wenn $T$ die lebendige Kraft, $V$ das Potential der körperlichen Massen, $P$ das elektrostatische, $U$ das elektrodynamische Potential ist, die nach dem Princip von der Erhaltung der Energie gültige Gleichung 1491

$$T + V + P - U = Const. \quad \text{I)}$$

zu betrachten.

[1]) C. Neumann, l. c.

Ist eine Anzahl von Massenpunkten mit den trägen Massen $m_1 \dots m_m, m_n$ gegeben, welche mit den in elektrostatischen Einheiten gemessenen Elektricitätsmengen $e_1 \dots e_m, e_n$ geladen sind, sind ihre Coordinaten $x, y, z$ durch die entsprechenden Indices bezeichnet, ihre Abstände $r_{1,2} \dots r_{m,n}$, ihre Geschwindigkeiten $q_1 \dots q_m, q_n$, so ist

$$q_n^2 = \left(\frac{d x_n}{d t}\right)^2 + \left(\frac{d y_n}{d t}\right)^2 + \left(\frac{d z_n}{d t}\right)^2.$$

Das elektrostatische und das elektrodynamische Potential ist

$$P = \frac{1}{2} \sum\sum \frac{e_n e_m}{r_{mn}}; \quad U = \sum \frac{1}{r C^2} \left(\frac{d r_{m,n}}{d t}\right)^2,$$

wo $m >$ oder $< n$ ist.

Ist der Winkel zwischen $r_{m,n}$ und $q_n$ gleich $\vartheta_{m,n}$ u. s. f., so ist

$$\frac{d r_{n,m}}{d t} = q_n \cos \vartheta_{m,n} + q_n \cos \vartheta_{n,m}.$$

Bei Einführung dieses Werthes lässt sich $U$ in zwei Theile, $U_1 + U_2$, theilen, von denen

$$U_1 = \frac{1}{C^2} \sum\sum \left(\frac{e_n e_m}{r_{m,n}} q_n q_m \cos \vartheta_{m,n} \cos \vartheta_{n,m}\right)$$

$$U_2 = -\frac{1}{2 C^2} \sum \left(e_n q_n^2 \sum \frac{e_m}{r_{m,n}} \cos^2 \vartheta_{m,n}\right) \text{ oder gleich } -\frac{1}{2 C^2} \sum e_n q_n^2 p_n$$

ist, wenn $p_n$ statt des Werthes unter dem Summenzeichen gesetzt wird. Wird letzterer Ausdruck zu dem Ausdruck der lebendigen Kraft der Masse $m_n$, also zu $\frac{1}{2} \sum (m_n q_n^2)$ hinzugefügt, so ist die gesammte lebendige Kraft

$$T = \frac{1}{2} \sum \left(m_n - \frac{1}{C^2} e_n p_n\right) q_n^2 \quad \dots\dots \quad \text{II)}$$

Dieser Werth der lebendigen Kraft, welche bei der Bewegung materieller Massen stets positiv sein muss, kann hier einen negativen Werth annehmen, wenn $e_n$ positiv ist und $p_n$, welches von einer dem Potential analog gebildeten Function beliebig grosser elektrischer Massen abhängt, so gross und $m_n$, welches bis auf die Masse $\mu_n$ der freien Elektricität $e_n$ vermindert werden könnte, so klein ist, dass $e_n p_n > m_n C^2$ wird.

1492 Sehr deutlich zeigt sich diese Abnormität, wenn man die Bewegung eines mit der Elektricitätsmenge $e$ geladenen Massentheilchens $\mu$ im Innern einer isolirenden Hohlkugel vom Radius $R$ betrachtet, welche überall gleichmässig mit einer unbeweglichen Schicht von Elektricität belegt ist, die mit $e$ gleichartig ist und die Dichtigkeit $\varepsilon$ besitzt. Die Bewegung von $\mu$ werde durch eine äussere Kraft hervorgerufen, welcher das Potential $V$ entspricht. Die Werthe $P$, $p$, $U$ sind dann:

$$P = 4\pi R\varepsilon \,.\, e; \quad p = \frac{4\pi\varepsilon}{3} R; \quad U = 0,$$

welche Werthe unabhängig von der Lage des Theilchens $\mu$ in der Hohlkugel sind.

Die Gleichung der lebendigen Kraft wird

$$\frac{1}{2}\left(\mu - \frac{e}{C^2}\frac{4\pi\varepsilon}{3} R\right) q^2 + V = Const. \quad \ldots\ldots \quad \text{I)}$$

Ist die Dichtigkeit $\varepsilon$, der Radius der Kugel $R$ und die elektrische Masse $e$ so gross, dass der Ausdruck $M = \mu - 4\pi e\varepsilon R / 3C^2$ negativ wird, so tritt der schon oben erwähnte Fall ein.

Da bei unveränderter Dichtigkeit $\varepsilon$ der Werth $p$ proportional $R$ wächst, so kann hierdurch in beliebigen endlichen (auch nicht molecularen) Entfernungen der Werth $M$ negativ werden, welche Anomalie also wiederum nicht durch die Annahme besonderer Molecularkräfte zu beseitigen wäre. Die Masse $M$ hätte so gewissermaassen negative Trägheit; die lebendige Kraft $\frac{1}{2} Mq^2$ ist negativ. Soll die Gleichung I erfüllt sein, so müssen $q^2$ und $V$ gleichzeitig wachsen oder abnehmen.

Wenn also die Masse $\mu$ sich in der Richtung der dem $V$ entsprechenden Kraft bewegt, so nimmt $V$ ab und zugleich muss die Geschwindigkeit $q$ abnehmen. Ebenso muss die Geschwindigkeit $q$ zunehmen, wenn die Masse $\mu$ sich entgegen der Wirkung jener Kraft bewegt. Dieses Verhalten wäre ganz dasselbe, wie wenn z. B. ein Körper, der auf seiner Bahn einer seiner Bewegung widerstehenden Reibungskraft begegnete, dabei entgegengesetzt der Erfahrung seine Geschwindigkeit vermehrte und somit Wärme ins Unendliche erzeugen könnte; oder wie wenn eine bewegte Masse auf ihrem Wege gegen eine kleinere elastische Masse stiesse, letztere forttriebe, dabei selbst an Geschwindigkeit gewönne und so von Neuem wiederholt gegen jene kleinere Masse stiesse. Dieses Verhalten entspräche aber der Herstellung eines Perpetuum mobile.

Da ausserdem $P$ und $V$ von der Lage der Masse $\mu$ in der Kugel unabhängig sind, würden diese Verhältnisse sich nicht ändern, wenn die Masse ein grösseres, nur an und für sich unveränderliches Volumen in der Kugel einnähme.

**1493** Gegen diese Deductionen wendet zunächst W. Weber ein, dass die §. 1488 gemachte Voraussetzung einer Anfangsgeschwindigkeit der elektrischen Bewegung, welche grösser als $C$ ist, bei dem sehr grossen Werth von $C$ (440010 . $10^6$ mm/sec) in allen praktischen Fällen, wo stets $1/C^2.(dr/dt)^2$ sehr klein ist, sich nicht realisirt. — Wird indess auf diese Weise die Gültigkeit des Weber'schen Ausdruckes auf bestimmte kleinere Geschwindigkeiten beschränkt, so verliert er die Bedeutung eines ganz allgemeinen Naturgesetzes und ist eine eben nur innerhalb gewisser Grenzen gültige Formel.

Sodann bemerkt W. Weber[1]) gegen die Berechnungen des §. 1491, dass der Werth $e e_1 \cos^2 \vartheta / r C^2$ nicht als eine wirklich vorhandene Masse anzusehen sei, welche sich etwa mit einer Geschwindigkeit $q$ bewege, und auch eine solche nicht vertreten könne[2]); dass vielmehr, wenn die Aenderung der Geschwindigkeit $dq$ berücksichtigt werden solle, das elektrodynamische Potential mit dem Potential der Massen zusammenzuziehen sei. Wird also die Gleichung 1), §. 1492, nach dem Wege $s$ differenzirt, so wäre dann in der Gleichung

$$\mu q \frac{dq}{ds} - \left(\frac{4\pi}{3 C^2} R e \varepsilon \,.\, q \frac{dq}{ds} + \frac{dV}{ds}\right) = 0$$

der in der Klammer stehende Werth die ganze treibende Kraft, nicht aber allein, wie Helmholtz meinte, $dV/ds$. Multiplicirt man mit $ds/\mu q$, welches stets positiv ist, so wird nach W. Weber bei vorwärtstreibender ganzer Kraft (elektrischer und nicht elektrischer) auch $dq$ positiv, also $\mu$ vorwärts beschleunigt.

**1494** Aus der Gleichung $\frac{1}{2}\left(\mu - \frac{e}{C^2}\frac{4\pi\varepsilon}{R}\right) q^2 - V + Const = 0$ (§. 1492) hat W. Weber[3]) noch weitere Folgerungen abgeleitet, indem er annimmt, das elektrische Theilchen $\varepsilon$ beginne seinen Weg $s$ vom Kugelmittelpunkte aus zur Zeit $t = -T$, wo es die Geschwindigkeit $q = 0$ habe, und gleichzeitig wachse die Ladung $e$ der Einheit der Kugeloberfläche gleichförmig von 0 zur Zeit $-T$ bis zum Werthe $\eta = 3 C^2 \mu / 8 \pi R \varepsilon$ zur Zeit $t = 0$. Dann wird

$$e = \eta\left(1 + \frac{t}{T}\right),\ \ \mu = 8 \pi R \varepsilon \eta / 3 C^2,\ \ dV/ds = a$$

(vergl. Anm. zu §. 1487, wo $a = \frac{1}{2} C^2 m m' / (m + m')$ gesetzt ist und $m$ und $m'$ die körperlichen Massen sind), und demnach

$$q \cdot \frac{dq}{ds} = \frac{dq}{dt} = \frac{d^2 s}{dt^2} = -a\,\frac{T}{\mu}.$$

Berücksichtigt man bei wiederholter Integration einmal, dass für $t = -T$ auch $q = 0$ ist, und dann, dass für $s = 0$ auch $t = -T$ ist, so folgt, wenn man noch die auf $\mu$ wirkende nicht elektrische Kraft $a = g\mu$ setzt:

$$q = -\frac{gT}{2} \log \frac{t}{T};\ \ s = g T^2 \left[1 + \frac{t}{T}\left(1 - \tfrac{1}{2} \log \frac{t^2}{T^2}\right)\right].$$

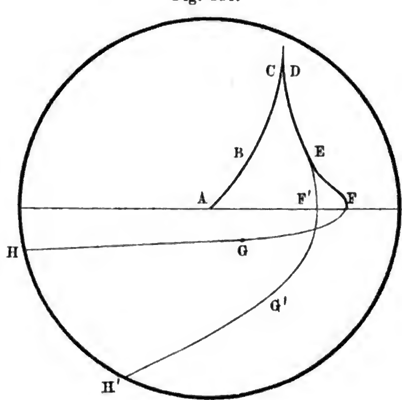
Das elektrische Theilchen legt also in der Zeit $T$ unter Einfluss der nicht elektrischen Kraft nur den halben Weg zurück, wie unter

[1]) W. Weber, Wied. Ann. **156**, p. 21*, 1875*. — [2]) Dieselbe Bemerkung von Zöllner, Pogg. Ann. **158**, p. 482*, 1876*. — [3]) W. Weber, Abh. d. K Sächs. Ges. d. Wiss. **11**, p. 688*, 1878*. Wied. Ann. **4**, p. 366*.

Mitwirkung der elektrischen, und erlangt zu der Zeit, wo es im ersten Falle die Geschwindigkeit $gT$ besitzt, im zweiten eine unendlich grosse Geschwindigkeit.

Die dementsprechende unendlich grosse positive Beschleunigung geht aber sogleich in eine unendlich grosse negative Beschleunigung über, so dass die Geschwindigkeit der Theilchen zu den Zeiten $t = + \vartheta$ und $t = - \vartheta$ gleich gross (gleich Null) ist. Fig. 331, Curve $ABCDEFGH$,

Fig. 331.




in welcher als Abscissen die Werthe $s/gT^2$, als Ordinaten die Werthe $q/gT^2$ verzeichnet sind, giebt den Verlauf der Geschwindigkeiten im Verhältniss zu den Wegen.

Bleibt die Ladung der Kugeloberfläche constant, nachdem sie den Werth $\eta$ erreicht und nur eine beliebig kleine Grösse überschritten hat, so stellt die Curve $ACDEG'H'$ die Geschwindigkeiten dar.

Andere Anomalien, wie bei der Betrachtung der Bewegung einzelner elektrisch geladener Massen, ergeben sich nach von Helmholtz auch bei der Untersuchung der in körperlichen Leitern inducirten elektrischen Ströme unter Anwendung des Weber'schen Gesetzes[1]) (siehe weiter unten). **1495**

[1]) Der Raum des Werkes gestattet nicht, die Beziehungen des Weber'schen Gesetzes zu dem Princip der Erhaltung der Energie u. s. f. hier weiter zu verfolgen. Wir müssen in Bezug hierauf auf die citirten Abhandlungen von W. Weber und C. Neumann verweisen. Wir können nur diejenigen Verhältnisse besprechen, welche sich ganz direct auf das elektrische Verhalten beziehen.

1496 Abweichend von W. Weber hat C. Neumann[1]) aus allgemeineren Principien das Potential der elektrischen Massen $e$ und $e_1$ auf einander, welche sich in der Richtung ihrer Verbindungslinie $r$ bewegen, hypothetisch gleich

$$P_e = \frac{e e_1}{r}\left[1 + \frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right]$$

angenommen.

Während er den Werth $ee_1/r$ des elektrostatischen Potentials als emissives Potential bezeichnet, da es als solches von den einzelnen Körpern ausgeht, nennt er obigen Werth das receptive Potential. Die Ableitung desselben beruht auf der Vorstellung, dass das Potential eine bestimmte Zeit braucht, um sich von einem Körper zum anderen fortzupflanzen. Ist die Entfernung der Körper zu einer bestimmten Zeit $t$ gleich $r$, ist ihr Abstand zu der Zeit $t_0 = t - \Delta t$ gleich $r_0 = r - \Delta r$, pflanzt sich das Potential in der Zeit $\Delta t$ gerade um die Entfernung $r$ mit der ihm eigenthümlichen, äusserst grossen Fortpflanzungsgeschwindigkeit $C$ fort, so ist die gesuchte Form des Potentials

$$U = \frac{m m_1}{r_0} = \frac{m m_1}{r - \Delta r} \quad \quad 1)$$

Hier wird also die Annahme gemacht, dass das in dem ersten Abstande $r_0$ erzeugte Potential auch bei der Bewegung der Massen $m$ und $m_1$ von einander fort unverändert bleibt, und nur zur Zeit $t$ in Wirksamkeit tritt. Der Werth $C$ ist dann durch die Gleichung $r = C\Delta t$ gegeben.

Wird in dem Ausdrucke für $U$ der Werth $r = f(t)$ gesetzt, $r - \Delta r = f(t - \Delta t)$ entwickelt, und sodann $\Delta t = r/C$ eingesetzt, so ist

$$U = m m_1 \left(r - \frac{r}{C}\frac{dr}{dt} + \frac{r^2}{2\,C^2}\frac{d^2 r}{dt^2}\cdots\right)^{-1}$$

und bei weiterer Entwickelung nach dem binomischen Satz

$$U = m m_1 \left[\frac{1}{r} + \frac{1}{Cr}\frac{dr}{dt} + \frac{1}{Cr^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 - \frac{1}{2\,C^2}\frac{d^2 r}{dt^2}\right],$$

welcher Ausdruck sich zerlegen lässt in

$$U = \frac{du_1}{dt} + u_2, \text{ wo } \frac{du_1}{dt} = m m_1 \left(\frac{1}{Cr}\frac{dr}{dt} - \frac{1}{2\,C^2}\frac{d^2 r}{dt^2}\right)$$

und

$$u_2 = \frac{m m_1}{r}\left[1 + \frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right].$$

Auf diesen Werth wendet Neumann das Princip von Hamilton

[1]) Carl Neumann, Die Principien der Elektrodynamik, Tübingen 1868. Gratulationsschrift für die Universität Bonn*; und Auszug von Scheibner, Schlömilch's Zeitschr. 1868*; auch C. Neumann, Clebsch' und C. Neumann's mathematische Annalen, 1, p. 317, 1869*.

an, nach welchem, wenn $T$ die lebendige Kraft, $U$ die Kräftefunction bezeichnet, die Variation des Integrals:

$$\delta \int (T + U)\, dt = 0$$

sein muss, wobei indess nur solche Variationen der Coordinaten $\delta x$, $\delta y$, $\delta z$ u. s. f. berücksichtigt werden, welche ebenso, wie ihre Differentialquotienten, ausserhalb der Integrationsgrenzen verschwinden.

Es muss also sein

$$\delta \int T dt = \delta \int u_2 dt + \frac{d u_1}{dt}\, dt = \delta \left(u_1' - u_1'' + \int u_2\, dt\right),$$

wo $u_1'$ und $u_1''$ die Werthe von $u_1$ bei Einsetzen der Grenzen sind.

Da die Variation $\delta$ nur innerhalb der Integrationsgrenzen besteht, so muss $\delta u_1' = \delta u_1'' = 0$ sein und es ist

$$\delta \int T dt = \delta \int u_2\, dt.$$

Den Werth $u_1$ nennt demnach Neumann das ineffective Potential, da es auf die Wirkung keinen Einfluss hat, den Werth $u_2$ aber das effective Potential.

Wird die Variation von $T$ und $u$ nach $r$ ausgeführt, so ergiebt sich die Resultante der Kräfte $R = -\delta u_2 / \delta r$. Da aber $u_2$ nur von $r$ und $r' = dr / dt$ abhängig ist, so ist auch die Resultante bei Vernachlässigung der höheren Glieder, also wenn die Bewegungsgeschwindigkeit nicht zu gross ist:

$$R = -\frac{\delta u_2}{\delta r} = -\left(\frac{\partial u_2}{\partial r} - \frac{d \frac{\partial u_2}{\partial r'}}{dt}\right) = \frac{m m_1}{r^2}\left[1 - \frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{2 r}{C^2}\frac{d^2 r}{dt^2}\right].$$

Dies ist aber das Weber'sche Gesetz [2]).

**1497** Die oben ausgesprochene Annahme, dass das im ersten Abstande $r_0$ der bewegten Massen erzeugte Potential unverändert nach einer Zeit $\Delta t$ auf die weiter von einander entfernten Massen wirkt, führt nach Clausius [1]) bei der Reciprocität der Wirkung der Massen zu der eigenthümlichen Hypothese, dass das einmal gebildete Potential bei der Bewegung der Massen sich unendlich viel schneller fortpflanzt, als sich das der neuen Entfernung der Massen entsprechende Potential bildet. Wollte man diese Annahme nicht machen und dagegen das Potential als eine Function der jedesmaligen wirklichen Entfernung der Massen ansehen, so wäre in der ersten Gleichung für $U$ statt $r - \Delta r$ der Abstand zwischen der Lage der Masse $m$ zur Zeit $t_0$ und der Masse $m_1$ zur Zeit $t$ zu setzen, wodurch sich der Nenner daselbst und der Werth $\Delta t$ wesentlich ändert. Dann wird das receptive Potential

$$m_1 = \frac{m m_1}{r}\left(1 + \frac{1}{C}\frac{dr}{dt} - \frac{r^2}{2 C^2}\frac{d^2 r}{dt^2}\right),$$

---

[1]) Clausius, Pogg. Ann. 135, p. 606, 1868*.

woraus folgen würde, dass das Potential zweier constanten, nach Weber's Hypothese aus einem Doppelstrome positiver und negativer Elektricität bestehenden galvanischen Ströme auf einander gleich Null wäre.

1498 Bei dem Weber'schen Gesetze ist die Anwesenheit zweier Elektricitäten vorausgesetzt, welche sich beide gleich schnell in entgegengesetzter Richtung bewegen.

Dagegen sprechen gewisse Erscheinungen bei den Gasentladungen dafür, dass die Annahme einer gleichen und entgegengesetzten Bewegung beider Elektricitäten nicht wohl beibehalten werden kann.

Während sich in allen übrigen Fällen, z. B. bei der elektrischen Endosmose, die einseitige Bewegungsrichtung durch secundäre Umstände, Erregung der Elektricitäten durch den Contact der einander berührenden Körper u. s. f. erklären lässt, ist bei den Gasentladungen der Unterschied der positiven und negativen Entladung noch nicht auf derartige Umstände zurückgeführt. Der (später von Lehmann wiederholte) Erklärungsversuch von Riess, dass dabei durch eine Reibung an den Elektroden die Gase sich mit einer bestimmten Elektricität laden und deshalb gegen die von den Elektroden kommenden entgegengesetzten Elektricitäten verschieden verhalten sollen, ist nach den Experimenten von Faraday mit reinen Gasen nicht aufrecht zu erhalten. Hier würden sich also nach den bisherigen Erfahrungen die beiden Elektricitäten specifisch verschieden verhalten und damit fiele die Hypothese zweier gleichberechtigter entgegengesetzter Elektricitäten.

1499 C. Neumann[1]) hat dementsprechend versucht, sich auch unter Beibehaltung des Weber'schen Gesetzes von der Hypothese eines Doppelstromes positiver und negativer Elektricität frei zu machen, und dennoch zu dem Ampère'schen Grundgesetze der Elektrodynamik und dem Inductionsgesetze von F. E. Neumann zu gelangen, indem er annimmt, dass nur die eine der beiden Elektricitäten, z. B. die positive sich bewegt, die negative aber ruht. Diese Hypothese könnte man mit der Weber'schen vereinen, wenn man zu dem von Weber supponirten Doppelstrome der entgegengesetzt fliessenden elektrischen Massen $\pm\, {}^1/_2\, e$ noch einen nach aussen unwirksamen Strom neutraler Elektricität hinzufügte, der in der Richtung des positiven Stromes die Elektricitätsmengen $\pm\, {}^1/_2\, e$ mit sich führte.

Neumann nimmt noch weiter an, dass die ruhende (negative) Elektricität fest mit der Masse des Körpers verbunden sei; eine Annahme, welche auch von der der Reibung analogen Wirkung des Widerstandes bis zu einem gewissen Grade Rechenschaft geben könnte, da dann die positive Elektricität bei ihrer Bewegung zugleich die negative

[1]) C. Neumann, Berichte der K. Sächs. Gesellschaft der Wissenschaften. p. 386, 1871*.

und die mit ihr verbundene Masse des Körpers in Bewegung, z. B. in Wärmeschwingungen, versetzen könnte [1]).

Es wird dabei ferner vorausgesetzt, dass die Masse der Elektricität verschwindend klein sei gegen die körperliche Masse, erstere also eine verschwindende Trägheit besitze; dass ferner die Wirkung der körperlichen Massen auf einander in weiteren, als rein molekularen Entfernungen, dem Newton'schen Gravitationsgesetze folge, die Wirkung der elektrischen Massen dem Weber'schen Gesetze entspreche und die Wirkung der körperlichen und elektrischen Massen auf einander verschwinde. Bezeichnet man dann die körperlichen und elektrischen Massen mit $M$ und $\mu$, die körperliche Masse im Raumelement $\omega$ mit $M_\omega$, die „Trägheitszahl" (den Quotienten der wirkenden Kraft durch die Beschleunigung) der positiven und negativen Elektricität ebendaselbst mit $p_\omega$ und $n_\omega$, so lässt sich das Potential $(U)$ sämmtlicher Massenelemente, sowie die lebendige Kraft $T$ derselben in der Gleichung

$$(U) = T + V + P - U$$

zusammenfassen, wo $V = -\frac{1}{2}\sum k\frac{MM_1}{r}$ das Potential der körperlichen Massen, $P = -\frac{1}{2}\sum\frac{\mu\mu_1}{r}$ das elektrostatische Potential der elektrischen Massen, $U = +\frac{1}{2}\sum\frac{\mu\mu_1}{C^2.r}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2$ das elektrodynamische Potential derselben ist.

Ist ferner das Potential der äusseren Kräfte auf diese Massen gleich $S$, und wird bei einer Aenderung desselben um $dS$ zugleich $(U)$ um $d(U)$ geändert und entsteht in dem Körper die Wärmemenge $dQ$, so ist

$$d(T + V + P - U) = dS - dQ \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

Das durch diese Formel ausgesprochene Gesetz bezeichnet C. Neumann als das Energiegesetz.

Sind die Geschwindigkeiten der vereinten Massen $M + n$ und der Masse $p$ nach den drei Axen resp. $dx/dt$ und $d\xi/dt$ u. s. f., so ist, wenn wir eine Reibung der bewegten Massen $p$ und $M + n$ an einander annehmen, die ihre Bewegung in Wärmebewegung überführt, und $\varrho$ der Reibungscoefficient ist:

$$dQ = \sum\omega\varrho\left[\left(\frac{d\xi}{dt} - \frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d\eta}{dt} - \frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d\zeta}{dt} - \frac{dz}{dt}\right)^2\right] = \sum\omega\varrho c^2 \quad 2)$$

wo $c$ die relative Geschwindigkeit der Masse $p$ gegen $M + \mu$ ist. Ist $D$ die Dichtigkeit des sich bewegenden Elektricitätsfluidums, so ist die

[1]) Carl Neumann bezeichnet diese Ansicht mit dem Namen de[illegible] tarischen", weil nur eine Elektricität sich bewegt. F[illegible] ind zu beachten, dass dieselbe dennoch die Existenz beider [illegible] voraussetzt.

Stromesdichtigkeit oder „Strömung“ im Volumenelement $\omega$ gleich $i = D.c$, daher

$$d\,Q = \sum \omega \frac{\varrho}{D^2} i^2 = \sum \omega r i^2, \text{ wo } r = \frac{\varrho}{D^2} \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

dem Leitungswiderstande des Mediums entspricht. Ist endlich an einer Stelle der Kette durch Temperaturunterschiede oder Heterogeneität der einander berührenden Körper „eine Schiebungskraft“ nach der Richtung der Schichtungsnormale erzeugt, welche die Elektricitäten nach den drei Axen mit Kräften treibt, die für die Massen $(M + \mu)_\omega$ im Raumelement gleich $-\omega D A$, $-\omega D M$, $-\omega D N$, für die Massen $p_\omega$ im Raumelemente $+\omega D A$ u. s. f. sind, so wird, wenn die Componenten der Elektricitätsströmung $i$ nach den drei Axen $u$, $v$, $w$ sind, die hierdurch in der Zeiteinheit verbrauchte Arbeit, resp. in Arbeitseinheiten ausgedrückte, erzeugte Wärmemenge $-dt \sum \omega (A u + M v + N w)$ und mithin

$$d(T + V + P - U) = d S - dt\left[\sum \omega r i^2 - \sum \omega\left(A u + M v + N w\right)\right] \quad 4)$$

Die Componenten der auf die vereinten Massen $M_\omega + n_\omega$ und die elektrische Masse $p_\omega$ im Raumelemente wirkenden bewegenden Kräfte sind, wenn wir $W = V + P + U$ setzen:

$$(M_\omega + n_\omega) \frac{d^2 x}{dt^2} = -\,\omega \varrho \left(\frac{d\xi}{dt} - \frac{dx}{dt}\right) - \omega D A$$

$$+ \sum \omega \left(-\frac{\partial W}{\partial x} + \frac{d}{dt} \frac{\partial W}{\partial \frac{dx}{dt}}\right) + X \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5)$$

$$p_\omega \frac{d^2 \xi}{dt^2} = +\,\omega \varrho \left(\frac{d\xi}{dt} - \frac{dx}{dt}\right) + \omega D A$$

$$+ \sum \omega \left(-\frac{\partial W}{\partial \xi} + \frac{d}{dt} \frac{\partial W}{\partial \frac{d\xi}{dt}}\right) + \Xi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6)$$

u. s. f., wo $X$ und $\Xi$ die nach der $x$-Axe gerichteten Componenten der auf $M_\omega + n_\omega$ und $p_\omega$ wirkenden äusseren Kräfte sind. Da aber die elektrischen Materien $p_\omega$ und $n_\omega$ eine nur sehr geringe Trägheit besitzen, übertragen sich alle Kräfte auf die Masse $M_\omega$ und es ist mithin bei der Addition von 5) und 6):

$$M_\omega \frac{d^2 x}{dt^2} = \sum \omega \left(-\frac{\partial W}{\partial x} + \frac{d}{dt} \frac{\partial W}{\partial \frac{dx}{dt}}\right) + \sum \omega \left(-\frac{\partial W}{\partial \xi} + \frac{d}{dt} \frac{\partial W}{\partial \frac{d\xi}{dt}}\right) \quad . \quad 7)$$

und ebenso, da $-\omega \varrho \left(\frac{d\xi}{dt} - \frac{dx}{dt}\right) = -\frac{\omega \varrho u}{D} = -\,\omega D r u$ ist, nach Gl. 6) in Folge der verschwindenden Trägheit der Elektricität:

$$r \cdot u = A + \frac{1}{\omega D} \sum \omega \left( -\frac{dW}{d\xi} + \frac{d}{dt} \frac{\partial W}{\partial \frac{d\xi}{dt}} \right) + \Xi.$$

Ebenso entwickeln sich die Gleichungen für die anderen Coordinaten.

Somit sind die mit dem Leitungswiderstande multiplicirten Componenten der Strömung des im Volumenelemente enthaltenen elektrischen Fluidums gleich den Componenten der im Volumenelement enthaltenen „Schiebungskräfte" und der auf die Masseneinheit wirkenden distanziellen Kräfte.

Sind, wie in einer Thermokette, keine äusseren Kräfte vorhanden, und tritt in derselben ein stationärer Zustand ein, für welchen also $d(U) = 0$ ist, so folgt aus Gl. 1) $dQ = 0$, und aus Gl. 4):

$$dQ = dt\, \Sigma \omega r i^2 - \Sigma \omega i K = 0,$$

wo $K$ die Schiebungskraft an der Contactstelle ist. Ist nur eine Kette vorhanden, so ist demnach

$$0 = i^2 r - iK \text{ oder } i = \frac{K}{r},$$

welche Formel das Ohm'sche Gesetz darstellt.

Bewegen sich zwei unveränderliche, geschlossene Thermoketten, deren Widerstände $r$ und $r_1$ sind, gegen einander, so kann man die von den Massen und elektrostatischen Anziehungen ausgehenden Kräfte und Potentiale derselben gegen die elektrodynamischen Kräfte und Potentiale $U$ vernachlässigen. Dann folgt aus Gl. 4):

$$d(T - U) = dS - dt\,(i^2 r + i_1{}^2 r_1{}^2 - iK - i_1 K_1).$$

Ferner wird, da die Elektricität keine Trägheit besitzt,

$$dT = dS - dt\, \frac{d(V + P + U)}{dt}.$$

Dieses Gesetz ist das Potentialgesetz oder ponderomotorische Integralgesetz von C. Neumann. Dasselbe gilt nur, wenn die Bewegungen der Elektricität im Innern der Körper gleichförmig und an ihrer Oberfläche tangential sind.

Kann man, wie oben, $V$ und $P$ gegen $U$ vernachlässigen, und zerlegt man das Potential $U$ in drei Theile, das Potential $\frac{1}{2} i^2 U_{00}$ des einen, $\frac{1}{2} i_1{}^2 U_{11}$ das des anderen Leiters auf sich selbst, $i i_1 U_0 U_1$ das der beiden Leiter auf einander, so folgt:

$$dT = dS - i i_1 d U_{01},$$

also

$$i \left( \frac{d U_{00} + U_{01} i_1}{dt} + K - ir \right) + i_1 \frac{d(U_{10} + U_{11} i_1)}{dt} + K_1 - i_1 r_1 \Big) = 0.$$

Es ist dies das schon Bd. IV, §. 95 u. f. entwickelte Inductionsgesetz. Findet die Induction durch die relative Bewegung eines geschlossenen

Stromkreises gegen einen Stahlmagneten oder die Erde statt, so sind letztere an Stelle des zweiten Stromkreises getreten und dabei sind stets die Aenderungen des Potentials derselben auf sich selbst, d. h. die in ihnen inducirten Ströme und Aenderungen des Magnetismus zu berücksichtigen, da sonst die aus dem Gesetze von der Erhaltung der Energie abgeleiteten Resultate mit dem Inductionsgesetze nicht übereinstimmen würden.

**1500** Um die Entstehung der Thermoströme abzuleiten, fügt C. Neumann[1]) zu seiner Hypothese, dass die negative Elektricität mit den Körpermolekülen fest verbunden sei, noch die Hypothese hinzu, dass das frei bewegliche positiv-elektrische Fluidum etwa wie ein Gas dem Mariotte'schen und dem Gay-Lussac'schen Gesetze folge. Berühren sich dann zwei homogene Metalle an zwei Stellen, und ziehen sie, etwa in Folge der negativen Elektrisirung der Molecüle in ihnen, die positive Elektricität verschieden stark an, so tritt bei gleicher Temperatur der Contactstellen nur eine statische Vertheilung der Elektricität zwischen beiden Metallen ein. Wird aber die eine Contactstelle erwärmt und dadurch das freie positiv-elektrische Fluidum verdünnt, so ist daselbst die Differenz der auf die Volumeneinheit desselben von beiden Metallen aus wirkenden bewegenden Kräfte kleiner, als an der kälteren Contactstelle; durch letztere fliesst die Elektricität von dem weniger anziehenden zum stärker anziehenden Metall (ganz ähnlich, wie etwa bei der Luftheizung durch die einseitig wirkende Schwerkraft eine Luftcirculation bedingt wird). Hieraus leitet sich das thermoelektrische Spannungsgesetz ab. — Indem Neumann ferner annimmt, dass das negativ-elektrische, mit den Molecülen fest verbundene Fluidum bei der Erwärmung der Metalle an der Vergrösserung des Abstandes $a$ der Molecüle bei der Erwärmung Theil nimmt, so ändert sich, da letzterer bei der Temperatur $t$ durch eine Formel $a_t = a + bt + ct^2$ ausgedrückt werden kann, die Differenz der Anziehung der beiden Metalle gegen das positive Fluidum ebenfalls mit der Temperaturerhöhung in einem gewissen Verhältnisse zu der Differenz $a_t - a_{1t}$ der Werthe $a_t$ für beide Metalle, welche positiv und negativ sein kann. Die Berechnung hiernach, ob die neutrale Temperatur, welche man der einen Contactstelle mittheilen muss, während die andere auf 0° erhalten wird, damit kein Strom entstehe, über 0° C. liegt, stimmt in 28 Fällen von 31 mit der Erfahrung überein.

C. Neumann selbst betrachtet diese Hypothese als eine vorläufige Conjectur über die Ursachen der thermoelektrischen Ströme und dürfen wir deshalb wohl für die weitere Ausführung auf die Originalabhandlung verweisen.

---

[1]) C. Neumann, Sitzungsber. der K. Sächs. Gesellsch. Math.-phys. Classe. 1872, p. 49*.

Zur Beurtheilung der Consequenzen der hier angewandten Hypothese können einige Berechnungen von Riecke[1]) dienen, nach denen ein ruhendes und constantes Stromelement in Folge derselben auf einen ruhenden elektrischen Punkt eine Abstossung ausübt (indem sich die Wirkung der bewegten positiven Elektricität im Element zu der der ruhenden negativen auf den Punkt addirt), während dies nach der gewöhnlichen Annahme zweier sich bewegender Elektricitäten nicht der Fall ist. Ebenso würde nach ersterer Hypothese ein constanter geschlossener Strom auf ein ruhendes Elektricitätstheilchen eine Wirkung ausüben, deren Componenten den negativen Differentialquotienten eines Potentialwerthes entsprächen; in einem Leiter würde also ein benachbarter, constanter, geschlossener Strom eine statische Elektricitätsvertheilung hervorrufen, und in Folge dessen auf denselben direct anziehend oder abstossend wirken[2]). Ferner würde ein beiderseits begrenztes Stück eines constanten Stromes auf einen geschlossenen Leiter eine elektromotorische Kraft ausüben und, wenn in einem geschlossenen Leiter an einer Stelle der Strom plötzlich seine Richtung änderte, daselbst eine elektromotorische Kraft auftreten. Diese Wirkungen würden bei der Annahme eines doppelten Elektricitätsstromes nicht stattfinden.

**1501** Aus dem Ampère'schen Gesetze leitet C. Neumann[3]) unter Zugrundelegung des Princips der Energie ein besonderes elektromotorisches Elementargesetz her, welches nach Riecke[4]) in die Formel

$$E = 8\,A^2 I_1 \frac{\partial \psi}{\partial s}\frac{\partial^2 \psi}{\partial s_1 \partial t}\,Ds.Ds_1 + 4\,A^2 \frac{\partial \psi}{\partial s}\frac{\partial \psi}{\partial s_1}\frac{\partial I_1}{\partial T_1}\,Ds\,Ds_1$$
$$- 4\,A^2 I_1 \frac{\partial}{\partial s_1}\left\{\frac{\partial \psi}{\partial t}\frac{\partial \psi}{\partial s}\right\} Ds\,Ds_1$$

gebracht werden kann, wo die einzelnen Grössen die in §. 1468 angegebene Bedeutung haben.

Dieses Gesetz unterscheidet sich von dem ebendaselbst gegebenen von W. Weber nur durch das hinzugefügte letzte Glied.

Ist die Strömung gleichmässig, so lässt sich dieses letzte Glied durch

$$H = -\frac{\partial}{\partial s_1}\left\{4\,A^2 I_1 \frac{\partial \psi}{\partial t}\frac{\partial \psi}{\partial s}\,Ds\right\} Ds_1$$

---

[1]) Riecke, Göttinger Nachr. 1873, 23. Juli*. — [2]) Auch Clausius, Borchardt's J. 82 [2] p. 85, 1876*. Gegen diese Deductionen s. Zöllner, Pogg. Ann. 160, p. 514, 1877*, dessen Ableitungen indess auf einer Verwechselung der Bedeutung der Constanten beruhen, siehe Clausius, Wied. Ann. 2, p. 122, 1877*. Auch Grassmann (Borchardt's J. 83, p. 57, 1877*; Beibl. 1, p. 355*) hat bei Untersuchung der Wirkung eines aus zwei concentrischen Kreisbogen und zwei geraden, sich in einem Punkte schneidenden Strecken bestehenden Sectors auf einen elektrischen Punkt diesen Widerspruch hervorgehoben. — [3]) C. Neumann, Elektrische Kräfte, 1873*, Leipzig, Teubner. — [4]) Riecke, Wied. Ann. 11, p. 298, 1880 und l. l. c. c. §. 1435; s. auch Lorberg, Wied. Ann. 12, p. 115, 1881*.

ersetzen, und wenn die Enden des Elementes $\alpha_1$ (wohin die positive Elektricität strömt) und $\beta_1$ sind, so wird dasselbe

$$H = -4A^2 I_1 \left(\frac{\partial \psi}{\partial t}\frac{\partial \psi}{\partial s}\right)_{\alpha_1} Ds + 4A^2 I_1 \left(\frac{\partial \psi}{\partial t}\frac{\partial \psi}{\partial s}\right)_{\beta_1} Ds.$$

In der That würde, wenn Element $Ds$ isolirt wäre, durch die Strömung sich freie Elektricität $e_{\alpha_1}$ und $e_{\beta_1}$ an den Enden ansammeln, so dass $d e_{\alpha_1}/dt = I_1$, $d e_{\beta_1}/dt = -I_1$ wäre, welche Werthe bez. in das erste und in das zweite Glied des obigen Ausdrucks statt $I_1$ zu setzen wären.

Danach würde, bei Zugrundelegung des Ampère'schen Gesetzes, das Princip der Energie gewahrt, wenn man zu dem Weber'schen elektromotorischen Elementargesetz noch Zusatzkräfte annähme, welche von den Enden des Elementes ausgingen. Wollte man das Ampère'sche Gesetz nicht beibehalten, so müsste man das Weber'sche Inductionsgesetz mit dem Gesetz von Helmholtz für die ponderomotorische Wirkung combiniren.

Da indess Wirkungen von den Stromenden aus nach den §. 1451 u. f. erwähnten Untersuchungen nicht nachzuweisen sind und dadurch das elementare Inductionsgesetz von Helmholtz selbst als hinfällig erwiesen ist, so können die sämmtlichen hier aufgestellten elektromotorischen Elementargesetze nicht richtig sein. Sie alle führen indess für geschlossene Ströme zu dem gleichen Resultate [1]).

---

[1]) Ein weiteres Eingehen in die sehr ausführlichen Abhandlungen über dieses und das Weber'sche Gesetz und deren Consequenzen von C. Neumann ist hier unmöglich; Auszüge aus denselben lassen sich nicht wohl geben und muss deshalb auf die Originalabhandlungen verwiesen werden. C. Neumann hat namentlich in seinen Elektrischen Kräften (Teubner 1873) die Verhältnisse von der Vorstellung aus behandelt, dass diese Kräfte den Stromstärken resp. den Aenderungen derselben proportional sind und vorerst nur von der relativen Lage oder ihrer Aenderung abhängen, dass die ponderomotorischen und elektromotorischen Wirkungen der Stromelemente durch die ihrer Componenten ersetzt werden können und die elektrischen Strömungen den einwirkenden elektromotorischen Kräften proportional sind.

In seinen Abhandlungen (Ber. d. K. Sächs. Gesellschaft 1871, p. 386 und Abhandl. d. K. Sächs. Gesellsch. **11**, p. 77, 1875) ist er von der Vorstellung ausgegangen, dass in jeder ponderablen Masse zwei entgegengesetzte elektrische Materien vorhanden sind und die kleinsten Theilchen der letzteren nach dem Weber'schen Gesetz auf einander einwirken. Wir glauben auf die Originalabhandlungen um so eher verweisen zu dürfen, als, der Natur der Sache nach, trotz der sorgfältigen Studien C. Neumann's nach verschiedenen Seiten die Fragen auch nach seiner Ansicht noch nicht abgeschlossen sind.

Siehe ausser den erwähnten die Abhandlungen von C. Neumann: Ueber das Elementargesetz derjenigen elektromotorischen Kräfte, welche in einem gegebenen Conductor hervorgebracht werden durch elektrische Ströme, sei es, dass diese Ströme in demselben Conductor, sei es, dass sie in irgend einem anderen sich bewegenden Conductor stattfinden. Ber. d. K. Sächs. Ges. d. Wissensch. 1872, p. 162. Ueber die Helmholtz'sche Constante k. ibid. 1874, p. 132. Das Weber'sche Gesetz in seiner Anwendung auf Gleitstellen, ibid. 1875, p. 1. Ueber das Weber'sche Gesetz, ibid. p. 35, 1880. Ueber die den Kräften elektrodynamischen Ursprungs zuzuschreibenden Elementargesetze. Abhandl. d. K. Sächs. Ges. d. Wissensch. **10**, p. 417. Ueber das elementare

1502 In Folge der nicht mit der Beobachtung übereinstimmenden Consequenzen, welche aus dem Weber'schen Gesetze folgen, wenn man nicht direct mit W. Weber annimmt, dass beide Elektricitäten sich mit gleichen und entgegengesetzten Geschwindigkeiten bewegen, hat Clausius[1]) sich veranlasst gesehen, ein anderes Grundgesetz für die gegenseitige Einwirkung bewegter Elektricitätstheilchen aufzusuchen, dessen Uebereinstimmung mit der Erfahrung davon, wie die beiden Elektricitäten an der im galvanischen Strome stattfindenden Elektricitätsbewegung betheiligt sind, unabhängig ist, und welches daher auch zulässig bleibt, wenn man annimmt, dass im galvanischen Strome nur eine Elektricität sich bewege[2]). Die von ihm gewonnene Gleichung für das elektrodynamische Potential ist folgende:

$$V = k\,\frac{e\,e'}{r}\,v\,v'\cos\varepsilon,$$

worin $v$ und $v'$ die Geschwindigkeiten der beiden Elektricitätstheilchen darstellen, $\varepsilon$ den Winkel zwischen ihren Bewegungsrichtungen bedeutet, und $k$ eine Constante ist, welche zu der Constanten $C$ in folgender Beziehung steht:

$$k = \frac{2}{C^2}.$$

---

Gesetz der Kräfte elektrodynamischen Ursprungs. Mathematische Annalen **5**, p. 602, 1872; **6**, p. 350, 1873.

Auch Mathieu (Ann. de l'école normale [2] **9**, p. 187, 1880*, Beibl. 4, p. 734) hat die Wechselwirkung von Elektricitätsmassen und Stromelementen in Bezug auf die erwähnten Hypothesen untersucht und dabei als gültig angenommen: 1) Das Princip der Erhaltung der Energie. 2) Das Princip der Action und Reaction. 3) Zwei auf ihrer Verbindungslinie senkrechte gleichgerichtete Stromelemente ziehen sich umgekekrt wie das Quadrat der Entfernung an. 4) Die Wechselwirkung zweier linearer Stromelemente ändert sich nicht mit ihrer Krümmung. Besteht dann der Strom aus zwei gleichen und entgegengesetzten Bewegungen positiver und negativer Elektricität, so setzt sich die Wechselwirkung zwischen zwei Molecülen aus zwei Theilen zusammen; der eine liefert die von Weber gefundene Kraft, der andere enthält eine willkürliche Function. Dieser zweite Theil verschwindet aber bei der Wirkung zweier Stromelemente, die dann in das Ampère'sche Gesetz übergeht. Unter der Bedingung, dass ein geschlossener constanter Strom nicht auf statische Elektricität wirke, folgt nothwendig das Weber'sche Gesetz.

Bewegt sich nur die positive Elektricität, und ist eine gleiche Menge negativer Elektricität fest mit dem Leiter verbunden, so zeigt sich ebenso, dass zwei elektrische Molecüle nur nach dem Gesetz von Weber und zwei Stromelemente nur nach dem Gesetz von Ampère auf einander wirken können. Nach dieser Theorie würde aber ein constanter geschlossener elektrischer Strom auch auf freie ruhende Elektricität wirken, wenn man nicht voraussetzt, dass die Wirkung der strömenden Elektricität auf die ruhende sich nicht aus der der strömenden auf die strömende ableiten lässt; was wenig wahrscheinlich ist.

Die Sätze 1, 2, 3 scheinen unanfechtbar, die Annahme 4 dagegen ist durchaus nicht a priori klar. Will man daher das Ampère'sche und Weber'sche Gesetz nicht annehmen, so muss man die Annahme 4 fallen lassen.

1) Zuerst vorgetragen in der Niederrhein. Gesellschaft für Natur- und Heilkunde 6. Dec. 1875*; Pogg. Ann. **156**, p. 657, 1875*; Wied. Ann. **1**, p. 14, 1877*. — 2) Clausius, Borchardt's Journal für Mathematik **82**, p. 85, 1876* und Mechan. Behandlung d. Elektr., Abschn. IX*; nach einer gef. Originalmittheilung.

Man kann dieser Gleichung für $V$ auch die nachstehende Form geben:

$$V = k\,\frac{e\,e'}{r}\left(\frac{d\,x}{d\,t}\,\frac{d\,x'}{d\,t} + \frac{d\,y}{d\,t}\,\frac{d\,y'}{d\,t} + \frac{d\,z}{d\,t}\,\frac{d\,z'}{d\,t}\right).$$

Dieser Ausdruck von $V$ zeichnet sich durch grosse Einfachheit aus, indem er in Bezug auf die durch die Differentialcoefficienten $d\,x/d\,t$, $d\,y/d\,t$, $d\,z/d\,t$ dargestellten Geschwindigkeitscomponenten des Theilchens $e$, und ebenso in Bezug auf die durch $d\,x'/d\,t$, $d\,y'/d\,t$, $d\,z'/d\,t$ dargestellten Geschwindigkeitscomponenten des Theilchens $e'$ homogen vom ersten Grade ist, was bei dem Weber'schen Ausdrucke von $V$ nicht der Fall ist, in welchem die einzelnen Geschwindigkeitscomponenten auch in zweiter Potenz vorkommen, wodurch die Behandlung des Ausdruckes sehr erschwert wird.

1503 Um aus dem elektrodynamischen Potential die auf eine Coordinatenrichtung, z. B. auf die $x$-Richtung bezügliche Componente der elektrodynamischen Kraft, welche das Theilchen $e$ von dem Theilchen $e'$ erleidet, abzuleiten, hat man dieselbe Operation anzuwenden, welche man nach Lagrange auf die in allgemeinen Coordinaten ausgedrückte lebendige Kraft anzuwenden hat. Sei nämlich $X_{ee'}$ die betreffende Kraftcomponente, so hat man folgende Gleichung zu bilden:

$$X_{ee'} = \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{d}{d\,t}\left(\frac{\partial V}{\partial \frac{d\,x}{d\,t}}\right).$$

Wendet man hierin für $V$ den zuletzt gegebenen Ausdruck an, so kommt:

$$X = k\left[\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x}\left(\frac{d\,x}{d\,t}\,\frac{d\,x'}{d\,t} + \frac{d\,y}{d\,t}\,\frac{d\,y'}{d\,t} + \frac{d\,z}{d\,t}\,\frac{d\,z'}{d\,t}\right) - \frac{d}{d\,t}\left(\frac{1}{r}\,\frac{d\,x'}{d\,t}\right)\right],$$

oder anders geschrieben:

$$X = k\left[\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x}\,v\,v'\cos\varepsilon - \frac{d}{d\,t}\left(\frac{1}{r}\,\frac{d\,x'}{d\,t}\right)\right] \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

Die Gesammtwirkung zweier Elektricitätstheilchen, welche aus denen der ruhenden und der bewegten Elektricität zusammengesetzt ist, ist demnach in der Richtung der $X$-Axe:

$$(X) = -\frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{d\,x}\,(1 - k\,v\,v'\cos\varepsilon) - k\,\frac{d}{d\,t}\left(\frac{1}{r}\,\frac{d\,x'}{d\,t}\right) \quad . \quad . \quad 2)$$

Diese Gleichung genügt dem Princip von der Erhaltung der Energie [1]).

[1]) Clausius, Wied. Ann. 157, p. 489, 1876*.

Aus dem Ausdrucke für die Kraft zweier bewegter Elektricitätstheilchen auf einander kann man auch den Ausdruck für die Kraft zweier Stromelemente auf einander ableiten. Seien $Ds$ und $Ds'$ die betreffenden Leiterelemente und $i$ und $i'$ die Intensitäten der darin stattfindenden Ströme, so erhält man für die $x$-Componente der Kraft, welche das erste Stromelement vom zweiten erleidet, den Ausdruck:

$$k\,i\,i'\,Ds\,Ds'\left[\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x}\cos(Ds\,Ds') - \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial s}\frac{\partial x'}{\partial s'}\right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

worin $(Ds\,Ds')$ den Winkel zwischen den Richtungen der Stromelemente bedeutet, und $x$, $y$, $z$, sowie $x'$, $y'$, $z'$ ihre Coordinaten sind. Dieser Ausdruck stimmt mit dem überein, welchen H. Grassmann im Jahre 1845 aus ganz anderen Betrachtungen abgeleitet hat [1]). Die Grassmann'schen Betrachtungen sind aber weniger allgemein, indem sie nur die ponderomotorischen Kräfte zwischen galvanischen Strömen betreffen, während durch den Ausdruck des elektrodynamischen Potentials zweier bewegter Elektricitätstheilchen auf einander auch die elektromotorischen Kräfte, welche bei Lagen- und Intensitätsänderungen der Ströme eintreten, sowie überhaupt alle elektrodynamischen Kräfte bestimmt sind.

1505 In zwei späteren Abhandlungen [2]) hat Clausius die Bestimmung der elektromotorischen Kräfte und der von den ponderomotorischen und elektromotorischen Kräften geleisteten Arbeit in solcher Weise durchgeführt, dass dabei die Geschwindigkeiten, mit welchen sich die positive und die negative Elektricität im galvanischen Strome bewegen, unbestimmt gelassen werden, so dass man die Gleichungen auf jede Annahme, welche man in dieser Beziehung machen will, anwenden kann. Auch hat er die Resultate, welche aus seinem Grundgesetze hervorgehen, mit den aus dem Weber'schen und aus dem Riemann'schen Grundgesetze hervorgehenden Resultaten verglichen.

1506 Gegen das Gesetz von Clausius sind mehrfache Einwände erhoben worden.

Zunächst wird hervorgehoben, dass das Clausius'sche Gesetz für die Wirkung zweier bewegter Elektricitätstheilchen auf einander und das daraus abgeleitete, mit dem Grassmann'schen übereinstimmende Gesetz für die Wirkung zweier Stromelemente auf einander dem Princip von der Gleichheit der Action und Reaction nicht entsprechen, was aber darin seine Erklärung findet, dass bei der Ableitung dieser Gesetze die Mitwirkung eines zwischen den betreffenden Elektricitätstheilchen oder Stromelementen befindlichen Mediums vorausgesetzt ist. Die Wirkung

---

[1]) Vergl. G. Wiedemann, Elektr. **3**, §. 33 u. J. f. Math. **73**, p. 57, 1877*; Beibl. **1**, p. 355*. — [2]) Clausius, Wied. Ann. **1**, p. 14, 1877*, und Mech. Behandlung der Elektricität, Abschnitt X; Wied. Ann. **11**, p. 604, 1880*.

eines geschlossenen Stromes auf ein Stromelement findet nach Clausius und Grassmann in derselben Weise statt, wie nach Ampère.

1507 Sodann ist in dem Gesetz von Clausius die Wechselwirkung der bewegten elektrischen Theilchen von ihren absoluten Geschwindigkeiten $c$ und $c'$ abhängig gemacht. Danach sollten zwei mit der Erde mit der Geschwindigkeit $c$ in parallelen Richtungen $x$ neben einander fortbewegte Elektricitätstheilchen nach Gleichung 2) §. 1503 sich mit der Kraft $-ee'\frac{\partial\frac{1}{r}}{\partial x}(1-kc^2)$ anziehen, während sie nach den Gesetzen der Elektrostatik mit der Kraft $-ee'\frac{\partial\frac{1}{r}}{\partial x}$ auf einander wirkten [1].

Clausius bemerkt hiergegen, dass der Factor $1-kc^2$ nur denselben Einfluss habe, wie wenn die elektrische Masseneinheit, in welcher $e$ und $e'$ gemessen werden, um eine sehr kleine Grösse verändert werde, was sich der Beobachtung entziehe [2].

1508 Ferner hat Fröhlich [3]) berechnet, welche Wirkung nach dem Gesetz von Clausius eine mit constanter Winkelgeschwindigkeit um ihre verticale Axe rotirende, gleichmässig mit Elektricität belegte Kreislinie auf einen kleinen, kreisförmigen, constanten geschlossenen Strom ausübt, dessen Ebene vertical ist. Die elektrostatischen Beziehungen können hierbei keinen Einfluss ausüben. Die Wirkung lässt sich dann in zwei, von der relativen Bewegung des Kreisringes zur Erde und der absoluten Bewegung im Raume abhängige Glieder zerlegen, von denen das zweite, der Erdgeschwindigkeit entsprechende, mit einem etwa 1000fach grösseren Factor multiplicirt ist, als das, wie etwa bei den Versuchen von Rowland (§. 1425), der Rotationsgeschwindigkeit des Ringes (30 m) entsprechende. Da letzteres Glied nach den Versuchen von Rowland schon eine merkliche Wirkung hervorbringt, müsste das erste noch sehr viel erheblicher wirken. Doch ist dies nicht beobachtet worden [4]).

1509 Budde [5]) hat indess gezeigt, dass durch die Beobachtung relativ rotirender Ströme und Ladungen auf der bewegten Erde die Richtigkeit des Gesetzes von Clausius nicht geprüft werden kann, da die von der Erdbewegung abhängigen Kräfte zwischen positiven oder negativen Elektricitätsmengen und geschlossenen Strömen durch Vertheilungen der Elektricität in Folge des Stromes neutralisirt werden; ebenso wie nach Clausius die ponderomotorische Kraft zwischen zwei Stromelementen,

---

[1]) Zöllner, Wied. Ann. 2, p. 604, 1877*. — [2]) Clausius, Wied. Ann. 4, p. 217, 1878*. — [3]) Fröhlich, Wied. Ann. 9, p. 261, 1880*. — [4]) Eine weitere Consequenz, dass die Kraft nach dem Gesetz von Clausius von der Lage der in der Ringebene befindlichen $X$-$Y$-Axe abhänge, beruht nach Clausius (Wied. Ann. 10, p. 613, 1880*) auf einem Irrthum. — [5]) Budde, Wied. Ann. 10, p. 553, 1880*.

resp. zwischen galvanischen Strömen unter einander oder Magneten und Strömen oder Magneten unter einander von der Erdbewegung unabhängig ist.

Es beruht dies wieder darauf, dass nach der Annahme von Clausius[1]) die Wechselwirkungen durch ein Zwischenmedium vermittelt werden. Bewegt sich auch dieses Medium, so sind die relativen Geschwindigkeiten der Elektricitäten gegen das Medium zu betrachten. Rotirt es mit den Elektricitäten mit der Erde, so sind für die Elektricitäten nur die Geschwindigkeiten relativ zur Erde in Rechnung zu ziehen[2]).

1510

Für alle Fälle, wo die Werthe $v$ und $v'$ in der Formel von Clausius mit den relativen Geschwindigkeiten der Theilchen zusammenfallen und in die Richtung ihrer Verbindungslinie fallen, wie bei den Grundprincipien des Weber'schen Gesetzes[3]), ist das Gesetz von Clausius von vornherein richtig.

Dementsprechend hat Lorberg[4]) die Folgerungen aus diesem Gesetz unter der von der Clausius'schen Anschauung abweichenden Annahme entwickelt, dass die zwischen zwei Elektricitätstheilchen wirkende Kraft nur von ihrer relativen Lage und ihrem relativen Bewegungszustande abhänge. Auch macht er keine Annahme über die Bewegung der einen oder der anderen Elektricität. Er zeigt, dass, wenn in einem Leiterelement nicht nur, wie Clausius will, die positive Elektricität sich bewegt, die negative mit der Materie fest verbunden ist, dann noch andere Möglichkeiten bei Festhalten der Clausius'schen Prämissen eintreten können, als nur sein Gesetz.

Unter der Annahme, dass 1) ein ruhender und constanter geschlossener Strom auf ein ruhendes Leiterelement keine inducirende Kraft ausübt; 2) für die ponderomotorische Wechselwirkung zweier geschlossener Ströme das Ampère'sche Gesetz gilt, wonach die bei der beliebigen Bewegung eines Stromes von den elektrodynamischen Kräften geleistete Arbeit gleich der negativen Aenderung des Potentials

$$P = \frac{4}{C^2}\, i i' \int\int \frac{1}{r} \frac{d^2(r)^2}{ds\, ds'}\, Ds\, Ds',$$

ist, wo $C$ die Weber'sche Constante ist; 3) die durch Intensitätsänderungen und Bewegungen erzeugten elektromotorischen Kräfte dem Ge-

1) Clausius, Wied. Ann. 10, p. 614, 1880*, siehe hierzu auch Fröhlich, Wied. Ann. 12, p. 121, 1881* und Budde, Wied. Ann. 12, p. 644*. — 2) Eine Berechnung von Delsaulx (Ann. de la Soc. scient. de Bruxelles 4 [2], p. 1, 1881*; Beibl. 5, p. 891*) in Betreff der Einwirkung eines Winkelstromes mit unendlich langen Schenkeln auf ein Solenoid nach dem Clausius-Grassmann'schen Gesetz für die Wechselwirkung von Stromelementen, deren Resultat mit der Erfahrung nicht übereinstimmt, enthält nach Clausius (l. c. p. 610) einen Irrthum, da der Winkelstrom als geschlossen angesehen werden kann und so von vornherein die Resultate mit den aus der Ampère'schen Formel abgeleiteten und berechneten Consequenzen übereinstimmen müssen. — 3) Zöllner, l. c. — 4) Lorberg, Pogg. Ann. Ergänzungsb. 8, p. 599, 1877*.

[illegible]

[illegible] ... Medien

[illegible]

[illegible]

[illegible] Die Wechselwirkung zweier Leiter wird durch die doppelte Summation nach $e$ und $e'$ erhalten, in welcher $\delta$ und $\delta'$ die von der Bewegung von $e$ und von $e'$ herrührenden Aenderungen von $1/r$ bezeichnen.

[illegible] Geschwindigkeitscomponenten von $e$ und $e'$, so folgt das Potential

$$V_K = -\frac{K}{C^2}\frac{ee'}{r}\left[\left(\frac{dx}{dt}-\frac{dx'}{dt}\right)^2+\left(\frac{dy}{dt}-\frac{dy'}{dt}\right)^2+\left(\frac{dz}{dt}-\frac{dz'}{dt}\right)^2\right].$$

Clausius[3]) hat indess gezeigt, dass diese Formeln nicht zu den elektrodynamischen Gesetzen führen[3]).

---

[1]) Riemann, Pogg. Ann. 131, p. 237, 1867 (vom Jahre 1858). — [2]) Clausius, Pogg. Ann. 135, p. 612, 1868; siehe auch weitere Berechnungen von Frohlich, Wied. Ann. 9, p. 261, [illegible]. — [3]) Betti (Nuovo Cimento 27 [illegible]) nahm an, dass die einzelnen Moleküle in einem geschlossenen Kreise in periodischen Intervallen elektrisch polarisirt würden und auf einander ähnlich

1512

Zur Entscheidung über die Theorien von Weber, Riemann und Clausius schlägt Schatz[1]) namentlich die Untersuchung der Anziehung einer gleichmässig mit positiver Elektricität belegten, um eine feste Axe rotirenden, nichtleitenden Kugel vor. Wir erwähnen nur die folgenden, am leichtesten durch das Experiment zu prüfenden Resultate.

Ist die Rotationsaxe die $X$-Axe, so sind die Kraftcomponenten $X_w$ und $Z_w$ für äussere Punkte nach dem Weber'schen Gesetze

---

wirkten, wie kleine Magnete, deren Axen mit den Tangenten des Kreises zusammenfallen. Die Perioden sollten für alle Leiter die gleichen sein und nur die Phasen der Polarisirung verschieden sein können. Wenn aber ein Stromkreis, in welchem sich die Elemente polarisiren, auf einen anderen wirkt, so soll die Wirkung nicht plötzlich, sondern nach einer dem Abstande der Molecüle beider Kreise proportionalen Zeit stattfinden. Er gelangt durch diese Annahmen zu den bekannten Ausdrücken der Elektrodynamik. Vergl. dagegen Clausius (Pogg. Ann. **135**, p. 618, 1868*), welcher nachweist, dass in der Entwickelung von Betti nicht zu vernachlässigende Glieder höherer Ordnung fortgelassen sind. — Noch andere Formeln hat Wand aufgestellt (Pogg. Ann. **159**, p. 94, 1876; siehe ebendaselbst eine Polemik gegen die Gesetze von Weber u. Clausius). Ist $r$ die Entfernung zweier Punkte, in denen die elektrischen Dichtigkeiten $\varepsilon_1$ und $\varepsilon_2$, die Stromintensitäten $i_1$ und $i_2$, die Strömungsrichtungen $s_1$ und $s_2$ sind, ist $t$ die Zeit, $v$ das Volumenelement, $A$ die elektromagnetische Constante, so ist die vom zweiten Punkte durch Veränderungen von $\varepsilon_1$ und $i_1$ im ersten erzeugte, von Punkt 1 zu Punkt 2 gerichtete elektromotorische Kraft:

$$dv\,\frac{A^2}{\sqrt{r}}\left(\frac{4\,d^2\sqrt{r}}{ds_1\,dt}\,i_2 - 2\,\frac{d\sqrt{r}}{dt}\,\frac{d\varepsilon_1}{dt} + 2\,\frac{a\sqrt{r}}{ds_1}\cdot\frac{di_1}{dt}\right) + A^2\,\frac{d^2\varepsilon_1}{dt^2} + \frac{\varepsilon_1}{r^2}.$$

Die magnetische Kraft zwischen zwei Volumenelementen $dv_1$, $dv_2$ in den Punkten 1 und 2 ist gleich

$$dv_1 . dv_2\,\frac{A^2}{\sqrt{r}}\,\frac{4\,d^2\sqrt{r}}{ds_1\,ds_2}\,i_1 i_2 + A^2\,\frac{d\varepsilon_1}{dt}\,\frac{d\varepsilon_2}{dt} + \frac{\varepsilon_1\varepsilon_2}{r^2}$$

und sucht die Elemente in der Richtung der Verbindungslinie zu entfernen.

Mit Ausnahme des die freien Elektricitäten enthaltenden Gliedes stimmt dieses Gesetz mit dem aus Weber's Annahmen entwickelten. Die Wirkung der freien Elektricitäten stimmt mit dem Potentialgesetz von Helmholtz. Wand nimmt aber an, nach dem „Princip der Erhaltung des Magnetismus", die Molecularströme im Eisen in keiner Weise durch einen elektrischen Kreisprocess verändert werden können.

Im Anschluss an die verschiedenen Gesetze der Wechselwirkung elektrischer Theilchen ist eine Reihe von Abhandlungen von wesentlich mathematischem Interesse veröffentlicht worden, welche die Bewegung dieser Theilchen nach jenen Gesetzen behandeln. Wir führen nur die folgenden an:

E. Riecke, Ueber Molecularbewegung zweier Theilchen, deren Wechselwirkung durch das Weber'sche Gesetz der elektrischen Kraft bestimmt wird, Gött. Nachr. 1874, p. 665*.

G. Lolling, Bewegung elektrischer Theilchen nach dem Grundgesetz der Elektrodynamik. Nova Acta Leopoldina **44**, No. 3. 9. März 1882.

M. Levy, Bewegung der Theilchen bei gegebener Initialgeschwindigkeit nach den Gesetzen von Weber, Riemann und Clausius, wobei das Potential der Theilchen auf einander nach den Gesetzen in eine gemeinsame Formel zusammengefasst wird, Compt. rend. **95**, p. 986, 1882*; Beibl. **7**, p. 137*.

[1]) Fr. Schatz, Ueber das Grundgesetz der Elektrodynamik. Dissertation der Univ. Bonn, 17. März 1880*.

Null für die Rotationsaxe und einen Kegel, dessen Basis ein Kreis um die Rotationsaxe ist und der eine Oeffnung von 109° 28 Secunden hat. Innerhalb desselben wird, abgesehen von elektrostatischen Wirkungen, eine in horizontaler Richtung bewegliche positive Kugel angezogen, ausserhalb abgestossen. — Nach dem Riemann'schen Gesetze sind die beiden Räume durch eine um die Rotationsaxe gelegte Rotationsfläche geschieden, welcher die einer Lemniscate ähnliche Curve $\frac{2}{3}(x^2 + y^2)^2 = \frac{4}{5} a^2 x^2 - \frac{1}{5} a^2 y^2$ zu Grunde liegt. Legt man durch den Mittelpunkt der Kugel und die Schnittpunkte der Curve mit ihrer Oberfläche einen Kegel, dessen Oeffnung 42° 50′ ist, so liegt die Rotationsfläche ausserhalb der Kugel noch innerhalb des Kegels. — Nach dem Clausius'schen Gesetze wirkt die Kugel, wie wenn sie nicht gedreht würde.

1513 Behalten wir die bisher erwähnten Vorstellungen über die Fernewirkungen der Elektricitäten bei, so schliessen sich an dieselben die Hypothesen über das magnetische Verhalten der Körper an. In Betreff desselben ist nur so viel ziemlich sicher, dass die Magnetisirung der magnetisirungsfähigen Stoffe in einer Einstellung der permanent magnetischen Molecüle besteht. Hierüber lassen wohl die Wechselbeziehungen zwischen dem mechanischen und magnetischen Verhalten der Körper keinen Zweifel. Worauf aber der Magnetismus der Molecüle beruht, können wir nur aus der Analogie ihres Verhaltens mit dem eines kleinen in sich geschlossenen Kreisstromes vermuthen. Nehmen wir solche Ströme an, die in festen Bahnen um die Molecularmagnete circuliren, so lassen sich alle bisher über das Wesen der Ströme aufgestellten Hypothesen, sei es zweier gegen einander laufender oder nur eines Elektricitätsstromes, sei es einer Aetherbewegung, (s. w. u.) auf die magnetischen Molecüle übertragen. Dass diese Ströme, weil sie in ihren unendlich kleinen Bahnen keinen Widerstand finden, unendlich lange andauern sollen, ist schwierig anzunehmen, sobald man die Elektricitätsbewegung an das Vorhandensein körperlicher Massen knüpft, an denen stets eine Art Reibung der Elektricitäten unter Wärmeerzeugung und Verlust an Bewegung stattfinden würde. Man müsste denn besondere rotatorische Bewegungen der Molecüle selbst mit ihren Elektricitätshüllen annehmen.

1514 Auf diese Weise kann man auch umgekehrt geschlossene galvanische Stromkreise durch eine von ihnen begrenzte magnetische Doppelschicht ersetzen.

Geht man von letzterer Annahme aus, so kann man z. B. das Potential zweier solcher begrenzter Doppelschichten durch Integration der Potentiale ihrer einzelnen Elemente über ihre Oberflächen entwickeln. Verwandelt man den Ausdruck desselben in ein Doppelintegral über die Begrenzungen der beiden Flächen, so gelangt man direct zu dem Aus-

drucke von F. E. Neumann für das Potential zweier geschlossener Stromkreise auf einander [1]).

1515 Indess darf man zur Erklärung der Wechselwirkung zwischen Magneten und Stromelementen nicht ohne Weiteres, wenn man die ersteren durch Elementarströme ersetzt, auch das Ampère'sche Gesetz für die Wechselwirkung einzelner Elemente derselben in Anwendung bringen.

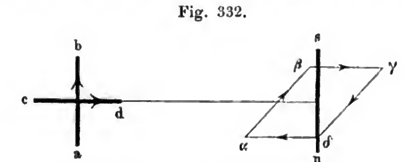
Nach dem Biot-Savart'schen elektromagnetischen Gesetze bilden die zwischen einem Stromelement $Ds$ und einem Magnetpol thätigen Kräfte ein Kräftepaar, dessen Kräfte auf der durch das Stromelement und den Pol gelegten Ebene senkrecht stehen und bez. am Element und am Pol angreifen [2]).

Ersetzt man dagegen den Magnetpol durch ein einerseits unendlich verlängertes Solenoid, so bleibt die auf das Element $Ds$ wirkende Kraft zwar ungeändert, die auf den Pol wirkende ist aber eine andere. Da die zwischen den Elementen des Solenoids und $Ds$ wirkenden Kräfte nach der Theorie von Ampère rein attractive sind, so muss die erwähnte Kraft gleich und entgegengesetzt der auf $Ds$ wirkenden sein und denselben Angriffspunkt haben, d. h. ebenfalls in $Ds$ angreifen. Der Magnet rotirt nicht um den Stromleiter als Axe.

1516 Sehr deutlich treten diese Unterschiede hervor, wenn man die Wechselwirkung zwischen einem Element und einem in sich geschlossenen, einen Elementarmagnet ersetzenden Elementarstrom betrachtet [3]).

1) Es sei $ab = Ds$ (Fig. 332) ein vom Strome $i$ durchflossenes Stromelement, $ns$ ein demselben paralleler Magnet vom Moment $m = \mu\lambda$,

Fig. 332.




welche beide auf ihrer Halbirungslinie senkrecht stehen; $r$ ihr Abstand. Dann sucht der Strom in $Ds$ den Magnet gegen die Ebene $(Ds, ns)$ senkrecht zu richten mit der Kraft $i\,Ds.\mu\lambda/r^2 = i\,Ds\,m/r^2$. Ersetzt man den Magnet durch den auf ihm senkrechten quadratischen geschlossenen Strom $\alpha\beta\gamma\delta$, so findet nach Ampère gar keine Wechselwirkung zwi-

[1]) H. Heine, Originalmittheilung. Nach diesem [illegible] hat Waszmuth (Wien. Ber. 71 [2], p. 470, 1875*) auch das Bio[illegible]che Gesetz abgeleitet. — [2]) Vergl. schon Ampère, Ann. de Chim. [illegible] 37, p. 1[illegible] 1828*; Beer, Pogg. Ann. 94, p. 177, 1855*; dann auch [illegible] Wien. [illegible] 77 [2], p. 805, 1878*; Wied. Ann. 6, p. 59*. — [3]) [illegible] 79 p. 659, 1879*; Wied. Ann. 12, p. 620*.

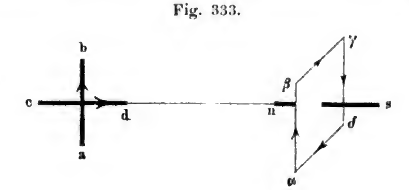


schen demselben und $Ds$ statt, da $Ds$ auf allen Elementen von $\alpha\beta\gamma\delta$ und auf $r$ senkrecht steht.

2) Liegt der Magnet $ns$ in der auf $Ds$ senkrechten Halbirungslinie von $Ds$ (Fig. 333), so sucht $Ds$ den Strom $\alpha\beta\gamma\delta$ ganz ebenso wie Magnet $ns$ zu drehen, dass die Seite $\alpha\beta$ parallel $Ds$ wird. Ist die Intensität des Stromes $i_1$, so ist das Moment der Kraft $- const\ ii_1\ \alpha\beta . \beta\gamma\ r^2 = - const\ ii_1 f/r^2$, wo $f$ die Fläche des Stromes ist: $i_1 f$ entspricht aber dem Moment $m$ des Magnetes. Die Constante ist gleich $-1$, wenn $i$ und $i_1$ in elektrodynamischem Maasse, gleich $-2$, wenn sie in elektromagnetischem Maasse gemessen werden.

3) Liegt ferner $Ds$ in der Verbindungslinie $r$ ($cd$, Fig. 332), so wirkt es nach dem Biot-Savart'schen Gesetze nicht auf den Magnet, wohl aber zieht es die Seite $\beta\gamma$ des denselben ersetzenden Elementarstromes an und stösst $\alpha\delta$ ab, und dreht somit den Strom um seine Axe $ns$.

Fig. 333.




Nach der Ampère'schen elektrodynamischen Theorie müsste also der Magnet sich um seine eigene Axe drehen und zwar continuirlich, da sich bei der Drehung das Kräftepaar nicht ändert. Die Kraft wäre $const . Ds . i . m/r^2$, wo $const$ in elektrodynamischem Maasse gleich $1/2$, in elektromagnetischem gleich 1 wäre.

4) Liegt der Magnet und das Element in der Verbindungslinie, Fig. 333, so wirkt weder nach der einen, noch nach der anderen Anschauung zwischen beiden eine Kraft.

In den Fällen 1) und 3) geben also die beiden Theorien von einander völlig abweichende Resultate.

Berechnet man indess nach den §. 1433 entwickelten erweiterten Betrachtungen von Stefan diese Wechselwirkungen, so erhält man unter Beibehaltung der dort erwähnten Bezeichnungen die Drehungsmomente:

1) $ab$ parallel der Axe von $\alpha\beta\gamma\delta$ $\quad - c i i_1 ds . \alpha\beta\gamma\delta$,
2) $ab$ senkrecht zur Axe von $\alpha\beta\gamma\delta$ $\quad - b i i_1 ds\ \alpha\beta\gamma\delta$,
3) $cd$ senkrecht zur Axe von $\alpha\beta\gamma\delta$ $\quad (a + d) i i_1 ds\ \alpha\beta\gamma\delta$,
4) $cd$ parallel der Axe von $\alpha\beta\gamma\delta$ $\quad 2 d i i_1 ds\ \alpha\beta\gamma\delta$.

Diese Momente fallen mit den aus der elektromagnetischen Theorie abgeleiteten nur zusammen, wenn

$$a = 0,\ \ d = 0,\ \ b + c = 0$$



ist. Dann erhält man an Stelle der Formel von Ampère die von Grassmann für die Wechselwirkung eines freien Stromelementes und eines Elementes eines geschlossenen Stromes.

Das Gesetz von Clausius, welches mit dem von Grassmann übereinstimmt, führt in Betreff der Inductionserscheinungen auf dieselben Resultate, wie das Biot-Savart'sche Gesetz [1]).

1517 Ganz analoge Unterschiede ergeben sich nach beiden Betrachtungen bei der Induction durch Bewegung eines Stromelementes neben einem Magnetpol oder linearen Magnet [2]).

Nach dem Gesetze von Biot-Savart müsste bei der Drehung eines Magnets und eines ihm parallelen Elementes um eine gemeinsame Drehungsaxe, auch wenn sie in den Pol oder in das Element fiele, in letzterem ein Strom inducirt werden. Gehörte das Element dem Magnet selbst an, so könnte er sich an seinen Polen mit freier Elektricität laden. Denken wir uns aber den ganzen Raum in entgegengesetzter Richtung in Drehung versetzt, so bleiben Element und Pol in relativer Ruhe, es ist kein Grund zu einer Induction vorhanden. — Dagegen würde die Rotation des Magnetpols um eine durch ihn hindurchgehende Drehungsaxe keinen Strom im Element induciren, da auch zwischen dem vom Strom durchflossenen Element und dem Pol keine den letzteren drehende Kraft ausgeübt wird (vergl. 1516, Nr. 1).

Umgekehrt würde bei Ersatz des Magnets durch Molecularströme nach dem Gesetze von Ampère die Rotation von Element und Pol um eine gemeinsame Axe, welche etwa noch durch das Stromelement oder den Pol geht, keine Induction bewirken, die Rotation des Magnets um sich selbst könnte aber in einem auf seiner Axe senkrechten Element eine elektromotorische Kraft induciren. Dabei ist aber wieder das Princip aufgegeben, dass nur eine relative Aenderung der Lage des Magnetpols und Elementes eine Inductionswirkung bedingen kann.

1518 Ist der Magnet der Quere nach ausgedehnt und sein eines Ende mit seiner Mitte durch einen Leiter verbunden, so kann er nach obiger Annahme unter Einfluss dieses vom Strome durchflossenen Stromkreises rotiren, da dann seine seitlichen Fasern ihre relative Lage gegen ersteren ändern können. In gleicher Weise kann er bei der Rotation in dem Stromkreise inducirte Ströme erzeugen, indem dabei die einen Pole der Fasern durch den vom äusseren Leiter und einem Theile des Magnetes gebildeten geschlossenen Kreis hindurchgehen. In diesem Falle ist aber das für geschlossene Ströme geltende Potentialgesetz von F. E. Neumann anzuwenden, wobei indess nur die in dem äusseren Leiter indu-

[1]) S. Stefan, l. c. u. Riecke, Wied Ann. 11, p. 312, 1880*. — [2]) Vergl. Margules, l. c.



cirte elektromotorische Kraft in Betracht kommt. In der mit dem Magnet fest verbundenen Leitung kann kein Strom inducirt werden, da er eben seine relative Lage gegen den Magnet nicht ändert. Nach diesen Principien haben wir auch schon die Versuche über die unipolare Induction und die Experimente von Plücker (Bd. IV, §. 69 u. flgde.) besprochen [1]).

1519 In einer anderen Art hatte Faraday [2]) die unipolare Induction aufgefasst, indem er annahm, mit dem rotirenden Magnet rotirten seine Kraftlinien nicht mit, und so könnte in den gegen letztere ihre Lage ändernden Elementen des Magnetes ein Strom inducirt werden.

1520 Umgekehrt hatte W. Weber die unipolare Induction betrachtet.

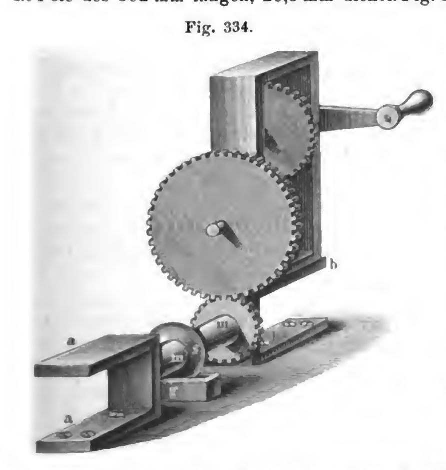
Ein Magnet kann unter Einfluss eines unveränderlichen, aus linearen Leitern gebildeten Stromkreises, von dem ein Theil fest mit dem Magnet verbunden ist, nur rotiren, wenn bei jedem Umlauf die Nord- oder die Südpole des Magnets einmal durch die von der Stromesleitung umgrenzte Fläche hindurchgehen. Dreht man ebenso den Magnet mechanisch, so entsteht auch nur ein Inductionsstrom, wenn bei jeder Umdrehung nur der eine oder nur der andere Pol desselben den von der Leitung des inducirten Stromes umgrenzten Flächenraum schneidet. Niemals würde aber eine Rotation oder eine Induction eintreten, wenn der Magnet mit beiden Polen durch den Schliessungskreis des auf ihn elektromagnetisch wirkenden Stromes oder des Inductionsstromes hindurchgehen würde, also z. B. die Schliessung durch beide Enden der Drehungsaxe vermittelt wäre. — Dient nun der Magnet selbst bei der unipolaren Induction als Leiter der inducirten Ströme, so schliesst Weber, dass nur diejenigen magnetischen Molecüle des Magnetes hierbei inducirend wirken, welche von der Stromesbahn des inducirten Stromes geschnitten werden, von denen also nur die einen polaren Enden durch die von der Stromesbahn begrenzte Fläche hindurchgehen. Dasselbe würde eintreten, wenn statt des Magnetes ein fest mit ihm verbundener Draht die Leitung vermittelte. — Wenn die Leitung durch das eine Ende $N$ des Magnetes und eine auf irgend eine Stelle desselben geschobene Metallscheibe hergestellt wird, so entspricht, wie die Stromesbahn auch laufe, stets die Zahl dieser inducirenden Molecüle dem Radius des Magnetes; denn wenn jene Bahn selbst beliebige Windungen macht, statt direct von der Axe zur Peripherie des Magnetes zu gehen, so dass mehr Molecüle, als vorher, durch die Stromesbahn geschnitten werden, so wächst die Zahl der inducirenden Molecüle doch nicht, indem in den hinzugekommenen Molecülen gleich viel süd- und nordpolare Enden durch die von der Stromesbahn umschlossene Fläche hindurchgehen und

[1]) Vgl. hierüber auch Edlund, Wied. Ann. 2, p. 347, 1877*. — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. 28, §. 3084 u. flgde. und namentlich §. 3090, 1852*.

ihre Wirkung sich neutralisirt. Wären die Molecüle des Magnetes alle gleich stark magnetisch, so müsste bei einmaliger Umdrehung desselben die inducirte elektromotorische Kraft der Anzahl der durch die Stromesbahn hindurchgehenden wirksamen Molecüle, d. i. dem Querschnitt des Magnetes, proportional sein. Sie wäre unabhängig von der Länge des Magnetes und der Lage der ableitenden Metallscheibe. Kann sich der inducirte Strom auf mehreren Wegen neben einander durch den Magnet bewegen, so ist, analog wie bei der Verbindung mehrerer gewöhnlicher Elemente neben einander, die inducirte elektromotorische Kraft nicht grösser als bei einer Bahn.

Weber hat den ersten dieser Sätze geprüft, indem er u. A. vor die Pole des 502 mm langen, 20,5 mm dicken Fig. 334 gezeichneten Magnetes *m* zwei Magnetstäbe mit ihren ungleichnamigen Polen vorlegte, so das Moment der an den Enden gelegenen Molecüle verstärkte und auf diese Weise das Moment des Stabes an allen Stellen möglichst gleich machte. Wurde dann die ableitende Scheibe *s* von dem mit der einen Elektrode eines Spiegelgalvanometers verbundenen Ende des Magnetes bis an das andere Ende desselben verschoben, so änderte sich bei gleicher Drehungsgeschwindigkeit (4,3 mal in der Secunde) die Ablenkung des Magnetes des Galvanometers nur von 58,08 bis 57,12. Bei Ableitung in der Mitte betrug der Ausschlag indess 97,36.

Fig. 334.




Denkt man sich um den Magnet eine Drahtwindung gelegt und kehrt seine Polarität um, so kehren sich alle in der Ebene der Windung liegenden, d. i. dem Querschnitt des Magnetes entsprechenden Molecularmagnete um; sie bewegen dabei ihre Nordpole nach der einen, ihre Südpole nach der anderen Seite der Windung. Da bei der unipolaren Induction bei einer Umdrehung des Magnetes die gleiche Zahl Molecularmagnete nur ihre Nordpole oder nur ihre Südpole durch die Strombahn bewegt, muss also die inducirte elektromotorische Kraft im ersten Falle doppelt so gross sein, als im letzten. — Auch dieses Resultat hat

Weber geprüft, indem er einmal die bei einer Umdrehung des Magnetes inducirte elektromotorische Kraft bestimmte, sodann die elektromotorische Kraft, welche sich ergab, als der Magnet abwechselnd in eine Inductionsspirale eingeschoben und aus ihr entfernt wurde, während dieselbe mit einem Spiegelgalvanometer verbunden war. Die Bewegungen des Magnetes geschahen stets, wenn der Magnet des letzteren durch die Ruhelage nach der einen oder anderen Seite hindurchging. Aus dem endlichen Ausschlage kann die Intensität eines Inductionsstosses, also auch die in einer Windung der Inductionsspirale inducirte elektromotorische Kraft bestimmt werden. Dieselbe ergab sich namentlich bei kurzen, dicken Stahlmagneten doppelt so gross, als vorher bei einer Umdrehung des Magnetes bei der unipolaren Induction.

1521 Hier wird also eine Induction zwischen dem Magnet und den fest mit ihm verbundenen, ihn durchschneidenden Theilen der Leitung angenommen. Der Magnet müsste sich also nach Beer, wenn die äussere Leitung entfernt würde, schon für sich bei der Rotation elektrostatisch mit verschiedenen Elektricitäten laden. Dasselbe würde aus Faraday's Ansicht folgen. So würde sich auch die rotirende Erde negativ laden, welche Ladung von Hankel beobachtet worden ist.

Sind zwei Punkte des Magnetes leitend verbunden, so wird auch in dieser Leitung eine elektromotorische Kraft inducirt, welche aber durch den einen Theil der in den Magneten selbst inducirten neutralisirt wird.

1522 Nur wenn man mit Faraday oder W. Weber die eigenthümliche Annahme machen will, dass die Magnetkraftlinien oder die Elektricität im Magnet mit seiner Masse nicht fest verbunden wären, und bei der Rotation desselben in relativer Ruhe blieben, könnte eine derartige Induction auch im Magnet selbst stattfinden. Berechnet man indess nach Weber's Anschauungen die bei der unipolaren Induction erzeugte Stromintensität oder elektromotorische Kraft, so sind dieselben grösser, als die Versuche ergeben haben. Deshalb hat Riecke[1]) versucht, ob die Annahme von Weber durch eine Ergänzung mit der Erfahrung in Einklang zu bringen sei, und berechnet mit Hülfe des Biot-Savart'schen Gesetzes sowohl die inducirende Wirkung eines rotirenden Magnetes auf ein ruhendes Leiterelement, als auch umgekehrt die Wirkung eines ruhenden Magnetes auf ein rotirendes Leiterelement. Werden diese beiden einander entgegengesetzten Wirkungen im Magnet zusammengenommen, so erklären sich sowohl die bereits nach dem Inductionsgesetze von F. E. Neumann besprochenen Plücker'schen Versuche (Bd. IV, §. 69), als auch die Abweichung der Erfahrung von der Weber'schen Theorie.

Auch wenn man die Hypothese aufstellt, dass die magnetischen

[1]) Riecke, Wied. Ann. 1, p. 110, 1877*.

Molecüle durch Molecularströme dargestellt werden, hat Lorberg[1]) gezeigt, dass nach dem Weber'schen Grundgesetze die in einem Punkte im Inneren eines Magnetes inducirte elektromotorische Kraft gleich ist der Differenz derjenigen elektromotorischen Kräfte, welche vom bewegten Magnetismus in den ruhenden Leiterelementen und von dem ruhenden Magnetismus in den bewegten Leiterelementen inducirt wird. Es ergeben sich die gleichen Resultate, wie bei Annahme von magnetischen Flüssigkeiten. Die unipolare Induction kann demnach zwischen der Existenz der letzteren und der der Molecularströme keine Entscheidung liefern.

Es ist indess doch höchst zweifelhaft, ob man annehmen darf, dass die Elektricitäten in einem rotirenden Magnet in relativer Ruhe verweilen, bez. die Magnetkraftlinien sich nicht mit dem Magnet bewegen. In allen Fällen können die Versuche ebensowohl durch das auch sonst der Erfahrung entsprechende Gesetz von F. E. Neumann erklärt werden.

Auch haben directe Versuche von Fr. Koch[2]) erwiesen, dass bei der unipolaren Induction die Inductionswirkung auf die äussere, feste Leitung völlig genügt, um auch in quantitativer Beziehung die Beobachtungsresultate zu begründen. Er liess dabei einen cylindrischen Magnet von 497 mm Länge und 25 mm Durchmesser um seine horizontale Längsaxe rotiren, schob eine auf ihrer Fläche lackirte Kupferscheibe (bei zwei Versuchen von 113,90 und 70,54 mm Durchmesser) auf die Mitte, eine zweite von 37,50 mm Durchmesser auf sechs verschiedene Stellen des Magnets und liess ihre Ränder in Quecksilbergefässe tauchen, welche mit einem Galvanometer verbunden waren. Für jede Stellung der zweiten Kupferscheibe wurden zwei Versuche bei wechselnder Rotationsrichtung angestellt. Die Bestimmungen der elektromotorischen Kraft geschahen nach der Poggendorff'schen Compensationsmethode, um den Einfluss der Unregelmässigkeit der Widerstände an den Contactstellen zu eliminiren. Als compensirendes Element diente eine Daniell'sche Kette. **1523**

Die Beobachtungsresultate stimmen mit den unter obiger Voraussetzung gemachten Berechnung sehr gut überein.

Man hat auch aus der unipolaren Induction abzuleiten versucht, ob in einem Stromkreise beide Elektricitäten mit gleicher Geschwindigkeit in entgegengesetzten Richtungen circuliren, oder ob die eine ruht, die andere sich bewegt, oder auch nur eine Elektricität überhaupt vorhanden und in Bewegung ist. **1524**

Gäbe es nur eine Elektricität und circulirte dieselbe in einem, einem

---

[1]) Lorberg, Pogg. Ann. Ergänzungsbd. **8**, p. 581, 1877*. Riecke, Wied. Ann. **11**, p. 426, 1880*. — [2]) Fr. Koch (in Göttingen), Wied. Ann. **19**, p. 143, 1883*.

permanenten Magnet äquivalenten Ringe, welcher auf ein Stromelement wirkt, so übt sie, wenn der Ring still steht, keine inductorische Wirkung auf das Element aus. Wird der Ring in Rotation um seine Axe versetzt, so wird dadurch nur die Geschwindigkeit der Elektricität geändert. Da dann eine Induction eintritt, würde also bei einer Geschwindigkeit eine inducirende Wirkung beobachtet werden, bei der einer anderen nicht, was nicht annehmbar ist [1]).

Fliessen im ruhenden Stromkreise die beiden entgegengesetzten Elektricitäten mit gleicher und entgegengesetzter Geschwindigkeit $v$, so sei die inducirende Wirkung der positiven Elektricität $f = Bv + Cv^2 + Dv^3$. Die der negativen ist die gleiche, also die Wirkung beider Elektricitäten zusammen $2(Bv + Cv^2 + \cdots)$. Ruht der Leiter, so findet für beliebige Werthe von $v$ keine Induction statt, also müssen $B = C = D = \cdots 0$ sein. Erhält der Leiter eine Winkelgeschwindigkeit $w$, so ändert sich dadurch nichts, da dann die Induction $f(w) = Bw + Cw^2 - \cdots$ wiederum gleich Null ist [2]).

Ist die eine Elektricität mit dem Leiter fest verbunden und strömt nur die andere, so ist wieder, wenn ersterer ruht, keine Inductionswirkung vorhanden. Da die ruhende Elektricität überhaupt nicht inducirend wirken kann, kann es also auch die bewegte nicht. Eine Aenderung dieser Bewegung durch die Drehung der vorher ruhenden Elektricität bei Rotation des Leiters könnte also wiederum keinen Einfluss ausüben [3]).

Demnach lassen diese Betrachtungen keine Entscheidung über die unitarische und dualistische Theorie zu.

1525 Das diamagnetische Verhalten der Körper hat man (vergl. Bd. III, §. 942) dadurch zu erklären versucht, dass man annahm, sie wären weniger magnetisch, als der umgebende Raum, so dass man also dem leeren Raume einen bestimmten Magnetismus zuweisen müsste, welcher kleiner wäre als der Magnetismus der in ihm magnetisch, grösser als der in ihm diamagnetisch erscheinenden Körper [4]).

Hiergegen spricht nach Tyndall das Verhalten zusammengepresster

---

[1]) Nach C. Neumann, Pogg. Ann. **155**, p. 228, 1875*; Pogg. Ann. **159**, p. 301, 1876*. — [2]) C. Neumann, l. c., setzt im zweiten Falle die Wirkungen der bei der Rotation des Leiters mit den Geschwindigkeiten $v$ und $v'$ rotirenden entgegengesetzten Elektricitäten gleich $f_+ = A + Bv + Cv^2 \ldots$ und $f_- = A' + B'v' + C'v^2 \ldots$ Ist $v = -v'$, wie beim Ruhen des Leiters, so ist $f_+ = -f_+ \ldots$, also $A = -A'$, $B = B'$, $C = -C'$ u. s. f.; und $f_- = A' - B'v + C'v^2 \ldots$, demnach brauchte $f_+ + f_-$ nicht Null zu sein, wenn $v$ von $v'$ verschieden ist. Indess sind doch wohl nach Edlund (Pogg. Ann. **160**, p. 617. 1877*) die Constanten $A = A'$, $B = B' \ldots$ zu setzen, da die negative Elektricität nach allen bisherigen Voraussetzungen gerade so wirkt, wie die gleiche in entgegengesetzter Richtung bewegte positive Menge. Siehe auch Edlund, Pogg. Ann. **156**, p. 590, 1875, **157**, p. 630, 1876*. — [3]) Edlund, Pogg. Ann. **160**, p. 617, 1877*. — [4]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen, insbesondere über das Princip der Erhaltung der Energie. Abhandl. d. math.-phys. Classe d. K. Sächs. Ges. X, Nr. 1, p. 1, 1871*.

Körper. Möge die Masse eines Körpers sich in dem umgebenden Medium magnetisch oder diamagnetisch verhalten, d. h. stärker oder schwächer magnetisch sein als dasselbe, so müsste nach dieser Annahme stets der Magnetismus des Körpers durch die Verdichtung in gleichem Sinne sich ändern, also stets, sowohl bei magnetischen, wie diamagnetischen Körpern der Magnetismus zunehmen, oder, was dasselbe wäre, der Diamagnetismus abnehmen, oder in beiden Fällen das Umgekehrte eintreten. — Der Versuch zeigt im Gegentheil, dass der Magnetismus der magnetischen und auch der Diamagnetismus der diamagnetischen Körper durch die Pressung zunimmt. — Man müsste dann also, um obige Vorstellung noch beibehalten zu können, die complicirtere Annahme machen, dass in den Körpern neben ihrer magnetischen Masse auch noch das magnetische Medium enthalten wäre, und dass dieses Medium bei der Pressung durch die Massentheile selbst verdrängt würde. Bei den magnetischen Körpern würde die stärker, bei den diamagnetischen die schwächer magnetische Masse an die Stelle dieses Mediums kommen, und so würde der Magnetismus, wie der Diamagnetismus in der Richtung der Pressung vermehrt werden [1]).

1526 Eine andere Erklärung ist, dass in den diamagnetischen Körpern dauernde Molecularströme oder Elektricitätsrotationen um die Molecüle durch die Einwirkung eines benachbarten Magnets oder Stromes entständen, welche in der einmal gegebenen Richtung andauerten. Dabei begegnet man derselben Schwierigkeit, wie bei der Annahme magnetischer Molecularströme.

1527 Wollte man diese Annahme beibehalten, so könnte man glauben, dass die Molecularströme bei Einwirkung äusserer, einen Strom in den Körper inducirender Kräfte sich etwa in der Richtung derselben verlängerten. Dass dies nicht möglich ist, hat W. Weber (l. c.) unter Anwendung seines Gesetzes nachgewiesen. Wenn ein elektrisches Molecül um ein anderes, ruhendes, entgegengesetzt geladenes rotirt (was bei gleichartigen Theilchen nicht vorkommen kann), so entspricht dies einem Doppelstrome der entgegengesetzten Elektricitäten von halber Geschwindigkeit in entgegengesetzter Richtung. Dann sind diese Oscillationen beharrlich und dauern ohne neuen Antrieb an. Die Möglichkeit der Existenz der Ampère'schen Molecularströme ist also begründet. Wirkt nun eine elektrische Scheidungskraft, so besteht die Rotation weiter, indess in enger geschlossenen Curven, wobei der Abstand der elektrischen Theilchen grösser ist, wenn das bewegte im Sinne der Scheidungskraft, als wenn es ihr entgegengesetzt rotirt. Ist der Abstand der Theilchen für die Momente, wo $dr/dt = 0$ ist, gleich $r_0$ und $r_1$, so sind die relativen Geschwindigkeiten,

---

1) Vergl. Tyndall, Phil. Mag. [4] 9, p. 205, 1853*; W. Th[illegible], ibid. p. 290*; auch Williamson, ibid. p. 541*; Hirst, ibid. [illegible]

d. h. die Grösse der von der Scheidungskraft abhängigen Beschleunigung der Theilchen bez. $r_0$ und $r_0 - 6\,a\,r_0^2/\alpha_0^2$. Würden die Elektricitäten nur in derartig durch die Scheidungskraft veränderten geschlossenen Molecularströmen im Leiter vorhanden sein, so würde die Scheidung gerade im entgegengesetzten Sinne erfolgen, als in der That der Fall ist. Die Molecularströme müssen also aufgelöst werden, so dass sich die Theilchen von einander entfernen. Bei dem Aufhören der Scheidungskraft könnten sie sich wieder zu Molecularströmen vereinen.

In einem Conductor würden die Elektricitäten der aufgelösten Molecularströme mit denen anderer Molecularströme zusammentreffen, sich mit ihnen zu neuen Molecularströmen vereinen u. s. f. Dabei wird beim Fortrücken eine Arbeit geleistet in Form von Zunahme der lebendigen Kraft der Theilchen resp. der neu gebildeten Molecularströme, welche proportional ist der Scheidungskraft $E$ und dem in der Richtung derselben zurückgelegten Wege, d. h. der Intensität $I$ entspricht, also, wenn $E/I$ gleich dem Widerstande ist, auch dem letzteren.

Bei der Erzeugung der Thermoströme könnten zuerst bei Temperaturgleichheit die Bewegungsenergien der Molecularströme beider einander berührender Metalle gleich sein, was bei verschiedener Masse bei umgekehrt veränderter Geschwindigkeit eintreten kann. Wird ein Ring aus den beiden Metallen gebildet, durch welchen ein constanter Strom geleitet wird, und geht durch alle Schnitte des Ringes gleich viel Elektricität in gleicher Zeit, so kommt die Elektricität aus dem ersten Leiter, wo die bewegte Masse $m$ grösser, die Geschwindigkeit $v$ der Elektricität kleiner ist, zu dem folgenden Leiter, wo die umgekehrten Verhältnisse stattfinden, und gelangt in die erste Schicht des letzteren mit geringerer lebendiger Kraft. In dem zweiten Conductor gelangt aber von der ersten zur zweiten Schicht die Elektricität mit grösserer Geschwindigkeit. Die erste Schicht muss also an die folgende zweite mehr Energie abgeben, als sie von der letzten des ersten Conductors erhält; daher eine Abnahme der Energie und Temperaturerniedrigung. Das Umgekehrte tritt bei umgekehrter Stromesrichtung ein.

1528 In Anschluss an diese Vorstellungen hat Riecke[1]) das Potential eines Ampère'schen Molecularstromes auf einen ruhenden elektrischen Punkt, sowie die Wirkung zwischen beiden berechnet, indem er dabei die negative Elektricität im Centrum des Stromes fest, die gleiche Menge der positiven Elektricität in einem rotirenden Kreisringe um dasselbe gelagert denkt. Letzterer Ring verschiebt sich bei Wirkung äusserer Scheidungskräfte gegen das Centrum, ohne zu zerreissen. Daraus folgt, dass, wenn durch den elektrischen Punkt in einem in einem dielektrischen Medium gelegenen Ampère'schen Strom der Ring verschoben wird, das Potential auf letzteren völlig die Form hat, wie das Potential eines Molecular-

[1]) Riecke, Pogg. Ann. Jubelband, p. 321, 1874*.

magnets auf einen magnetischen Punkt, so dass, wie wir schon Bd. II angeführt haben, die mathematischen Formeln in beiden Gebieten coincidiren. Dasselbe ergiebt sich bei der Wechselwirkung zweier Ampère'scher Ströme u. s. f.

1529 Die magnetische Drehung der Polarisationsebene folgt aus der Fernewirkung zwischen den bewegten Elektricitäten und Lichtäthertheilchen, wenn man nach C. Neumann für die Wechselwirkung derselben das Weber'sche Gesetz, event. mit Abänderung der darin vorkommenden Functionen der Geschwindigkeit und Beschleunigung der elektrischen Massen annimmt. Bei der Identificirung der Elektricität mit dem Lichtäther folgt dies noch directer. Freilich ist dabei zu beachten, dass die Versuche von Verdet nicht vollständig mit den Resultaten der Theorie übereinstimmen.

1530 Die Ablenkung des Stromes in einer, magnetischen Einflüssen unterworfenen Metallplatte (das sogenannte Hall'sche Phänomen) ist nach den neueren Versuchen von Shelford Bidwell [1]) möglicherweise secundären thermoelektrischen Ursprungs; es wird deshalb bis zur Feststellung des wahren Sachverhalts genügen, auf die bezüglich desselben aufgestellten Theorien hinzuweisen, aus welchen weitere Beziehungen zur elektromagnetischen Drehung der Polarisationsebene des Lichtes sowie die Geschwindigkeit der Elektricität abgeleitet worden sind [2]).

1531 Die vorhergehenden Theorien der Wechselwirkung von elektrischen Theilchen und Stromelementen sind zum grössten Theil auf der Annahme von Fernewirkungen der Elektricitäten basirt. Auch ist, wie in den Theorien von C. Neumann (§. 1496) und Clausius (§. 1502), eine Fortpflanzung durch ein zwischenliegendes Medium angenommen worden [3]). Indess ist über die Art der letzteren und auch über das Wesen der Elektricität als solcher keine speciellere Annahme gemacht.

1532 Um einen näheren Einblick in die Ursachen der elektrischen und magnetischen Erscheinungen zu gewinnen, hat man sich zuerst durch Analogien leiten lassen.

Loschmidt [4]) und nachher auch G. Schmidt [5]) haben, wie dies

---

[1]) Shelford Bidwell, Phil. Mag. [5] 17, p. 250, 1884*; Beibl. 8, p. 660*, iehe in den Nachträgen. — [2]) Rowland, Phil. Mag. [5] 9, p. 432, 1880*; on Ettingshausen, Wien. Ber. 4. März 1880*; Wied. Ann. 11, p. 432, 880*; Beibl. 4, p. 736*. Boltzmann, Wien. Anz. 1880, p. 12*; Beibl. 4, . 408*. Hall, Sillim. J. 20, p. 52, 1880*; Beibl. 4, p. 736*. — [3]) Auch Loschmidt (Wien. Ber. 58 [2], p. 7, 1868*) hat das Weber'sche Potential aus er Annahme entwickelt, dass sich von den Elektricitätstheilchen periodische mpulse mit constanter Geschwindigkeit im Raume fortpflanzen und die Zahl er die Theilchen treffenden Impulse bei ihrer Bewegung geändert wird. — Loschmidt, Wien. Ber. 58 [2], p. 596, 1868*. — [5]) G. Schmidt, Wien. er. 86 [2], 1882* Beibl. 7, p. 411*.

auch schon gelegentlich früher geschehen war, die bei dem Durchfließ-sen der Flüssigkeiten durch sehr enge Röhren wirkende Widerstands-höhe, die Reibung und die durchströmende Flüssigkeitsmenge mit der elektromotorischen Kraft, dem Leitungswiderstand und der Stromintensität parallelisirt. — Eine allgemeine Theorie stationärer Strömungen, welche ebensowohl für die Bewegung der Luft, der Flüssigkeiten, der Wärme wie für den galvanischen Strom gilt, hat von Bezold[1]) entwickelt.

1533 Dann vergleicht Decharme[2]) die Anziehungserscheinungen beim Zusammentreffen zweier Flüssigkeitsstrahlen in einem spitzen Winkel mit denen gleichgerichteter galvanischer Ströme, die Figuren, welche sich beim Auftreffen von Wasserstrahlen auf eine unter Wasser befindliche mit Mennige oder Bleiweiss bedeckte Glasplatte bilden, mit den Nobili'schen Ringen; die Anziehung einer Platte durch eine parallele Platte, durch deren Mitte gegen die erste unter Wasser ein Wasserstrahl fliesst, mit der Anziehung eines Ankers durch einen Elektromagnet, die Anziehung zweier paralleler Platten unter Wasser, durch deren Mitten Wasserstrahlen gegen einander strömen, mit der zweier Elektromagnete u. s. f.

1534 Élie[3]) lässt in Wasser getauchte Kugeln mindestens zehnmal in der Secunde um einen Durchmesser rotiren. Zwei neben einander rotirende Kugeln stossen sich bei gleichgerichteter Rotation ab und ziehen sich bei entgegengerichteter an. Sie werden von einer festen Wand zurückgestossen. Zwei über einander um die gemeinsame Axe rotirende Kugeln ziehen sich dagegen bei gleicher Rotationsrichtung an.

Systeme von solchen, in parallelen Ebenen rotirenden Kugeln sollen den Niveauflächen, die darauf senkrechten Linien den Kraftlinien eines Dielektricums entsprechen.

1535 Ferner hat man auf die mannigfachen Aehnlichkeiten aufmerksam gemacht, welche zwischen den Bewegungen von Flüssigkeiten und der Ausbreitung der Elektricität in Gasen statthaben; so z. B. beim Durchgang der positiven Entladung in mässig verdünnten Räumen von einer Spitze zu einer Platte[4]), auf die Aehnlichkeit der elektrischen Lichtfiguren auf Flüssigkeitsflächen und der Figuren beim Auffallen von Tropfen auf dieselben, ferner auf die Analogie bei der Bildung von Kugeln und Intermittenzstellen beim Schmelzen von Drähten durch den galvanischen Strom, so

---

[1]) von Bezold, Wied. Ann. 3, p. 12, 1878*. — [2]) Decharme, Compt. rend. 94, p. 440, 527, 643, 722, 1882*; Beibl. 6, p. 515, 516*; Compt. rend. 9[illegible] p. 87, 913, 1882*; Beibl. 7, p. 53, 136, 137*; Ann. de Chim. et de Phys. [5] 2[illegible] p. 198, 1883*. Dagegen Ledieu, Compt. rend. 96, p. 98, 1883*; Beibl. 7, p. 32[illegible] ferner Decharme, Ann. de Chim. et de Phys. [5] 29, p. 404, 1883*; Be[illegible] p. 270*; Lum. électrique 13, p. 123, 1884*; Beibl. 8, p. 820*; Compt. rend. [illegible] p. 558*; Ann. de Chim. et de Phys. [6] 1, p. 558, 1884*; Beibl. 8, p. 841, Compt. rend. 99, p. 416*. — [3]) Élie, J. de Phys. [2] 1, p. 7[illegible] p. 387*. — [4]) Vergl. G. Wiedemann, Elektricität, Bd. I[illegible]

wie bei der Bildung von Bäuchen in Flüssigkeitsstrahlen und von Knoten in schwingenden Drähten u. s. f.[1]).

Die von von Bezold hervorgehobene Aehnlichkeit der Lichtenberg'schen Figuren mit den durch Aufsaugung von Flüssigkeiten erhaltenen Figuren haben wir schon Bd. IV, §. 1113 erwähnt.

1536 Bjerknes[2]) hat die magnetischen Anziehungs- und Abstossungserscheinungen mit dem Verhalten von Trommeln aus einem beiderseits mit Kautschukmembranen überspannten Metallring verglichen. Wird eine derselben unter Wasser beweglich aufgehängt, die andere ihr mit der einen Fläche genähert, und in beiden die Luft gleichzeitig stossweise verdichtet und dilatirt, so ziehen sie sich nach dem Gesetz des umgekehrten Quadrats der Entfernung an, wie zwei Magnetpole. Während indess die Trommeln bei gleichen Zuständen sich anziehen, stossen sich gleichartige Magnetpole ab.

In analoger Weise verhalten sich oscillirende Kugeln, welche an den Enden eines Armes einer Drehwage unter Wasser angebracht werden.

Alle Erscheinungen erfolgen, den analytischen Sätzen gemäss, als ob jede oscillirende Kugel ein nach der augenblicklichen Oscillationsrichtung von Süd gegen Nord orientirter Magnet wäre, nur dass wieder der oben angegebene Gegensatz in den Polwirkungen angenommen werden muss. — Auch die gegenseitigen Wirkungen zwischen pulsirenden und oscillirenden Körpern (Polen und Magneten) können geprüft werden. Man hat nur zu dem Obigen hinzuzufügen, dass ein pulsirender Körper als Nordpol betrachtet werden soll in der Zeit der Dilatation, als Südpol in der Zeit der Contraction.

Durch pulsirende Trommeln oder oscillirende Kugeln werden die Wassertheilchen selbst in oscillatorische Schwingungen versetzt, und zwar genau nach den entsprechenden magnetischen Linien. Wegen des Gegensatzes in den Polwirkungen haben sie also das Bestreben, von dem schwingenden Körper zu fliehen. Bringt man nun in die Nähe derselben einen leichteren Körper, z. B. eine Korkkugel, so schwingt dieselbe wegen ihrer kleineren Masse stärker, als eine an ihrer Stelle befindliche Wassermasse; sie wird von dem pulsirenden oder oscillirenden Körper stärker abgestossen und entfernt sich von ihm. Eine schwerere Kugel wird im Gegentheil angezogen.

Wird analog neben die oscillirende Trommel ein Stäbchen von Kork und von Metall horizontal im Wasser aufgehängt, so stellt sich ersteres äquatorial, letzteres axial.

Diese Erscheinungen werden als Analogien zum Verhalten der para- und diamagnetischen Körper betrachtet.

---

[1]) G. Planté, Recherches sur l'électr. 2, p. 41, 1879*; Beibl. 4, p. 809*. — [2]) Bjerknes, Nature 24, p. 360, 1881*; Compt. rend. 93, p. 303, 1881*; Beibl. 6, p. 47*.

Wird zwischen zwei in der Verticallinie einander gegenüberliegende magnetische Nordpole in der Aequatorialebene ein Stück Eisen gebracht, so wird es aus der axialen Linie herausgestossen; in weiterer Entfernung von derselben wird es von den Polen angezogen. Wird in analoger Weise zwischen zwei vertical über einander gleichmässig pulsirende Trommeln ein an zwei Korkstücken durch Drähte aufgehängtes Plättchen gebracht, so weicht es ebenfalls und auf dieselbe Weise nach der Seite aus.

Um die Oscillationen in dem die verschiedenartig schwingenden Körper oder Körpercomplexe umgebenden Wasser zu fixiren, bringt Bjerknes in dasselbe an verschiedenen Stellen eine auf einer feinen Feder befestigte Kugel oder einen Cylinder, welcher oben einen zarten mit Farbe versehenen Pinsel trägt. Werden die Vibrationen der Körper so regulirt, dass sie mit denen der Feder isochron sind, so sind die Schwingungen des Cylinders gross genug, dass beim Hinabsenken einer an vier Fäden befestigten Glasplatte durch den Pinsel auf derselben die Schwingungsrichtung verzeichnet wird. Bei Anwendung zweier gleich oder entgegengerichtet schwingenden Trommeln erhält man so Figuren, welche den magnetischen Figuren ganz analog sind, wie sich auch durch Rechnung ergiebt.

Werden zwei Cylinder in Syrup in gleicher oder in entgegengesetzter Richtung in Rotation versetzt, und wird in ähnlicher Weise die Bewegungsrichtung der Flüssigkeit bestimmt, so entsprechen die erhaltenen Curven denen von Eisenfeilen in der Nähe zweier gleich oder entgegengerichteter Ströme.

**1537** Aehnliche Analogien lassen sich noch anderweitig aufstellen. So ist von Sir W. Thomson [1]) nachgewiesen worden, dass die Formeln, welche die Gesetze der Anziehungen nach dem umgekehrten Quadrat der Entfernung für Elektricitätsmengen und ebenso für magnetische Fluida darstellen, die auf der Oberfläche der Körper verbreitet sind, in gewissen Beziehungen mit den Formeln übereinstimmen, welche die Bewegungen der Wärme bei ihrer Leitung durch die Körper darstellen, indem die bei den ersteren vorkommenden Potentialfunctionen an den verschiedenen Punkten der Körper bei letzteren durch den Temperaturüberschuss, die resultirenden Anziehungen bei ersteren durch den resultirenden Wärmefluss bei letzteren ersetzt werden (Bd. I, §. 130). Wollte man daher auch eine Fortpflanzung der Bewegung von magnetischen Fluidis, analog der Wärmebewegung, annehmen, welche etwa in den Magnetkraftlinien stattfände, so würden sich auch hier dieselben Gesetze ergeben, wie sie aus der früheren Annahme der Fernewirkung der Magnetismen folgen. Die Wirkungen eines in das Magnetfeld gebrachten Eisenstabes würden sich mit dem Einlegen eines die Wärme gut leitenden Körpers in ein schlecht

---

[1]) Sir W. Thomson, Phil. Mag. [4] 7, p. 502 und 8, p. 42, 1854*.

leitendes Medium vergleichen lassen, und umgekehrt ein diamagnetischer Körper in einem magnetischen oder weniger diamagnetischen Medium sich analog, wie ein schlecht die Wärme leitender Körper in einem gut leitenden Medium verhalten.

1538 Ferner hatte Helmholtz[1]) nachgewiesen, dass eine in Wirbelbewegung befindliche Flüssigkeitsmasse $a$, deren Bewegungen nicht auf die gewöhnlichen hydrodynamischen Gleichungen zurückgeführt werden können, einem anderen Theilchen $b$ der Flüssigkeitsmasse eine Geschwindigkeit ertheilt, welche senkrecht steht auf der durch die Rotationsaxe und das zweite Theilchen gelegten Ebene; und dass die Geschwindigkeit dem Volumen von $a$, dem Sinus des Winkels zwischen der Rotationsaxe und Linie $ab$ direct und dem Quadrat der Entfernung $ab$ umgekehrt proportional ist. Es wirkt also die wirbelnde Flüssigkeit auf das Theilchen $b$ nach demselben Gesetz, wie ein Stromelement, dessen Richtung mit der Axe des Wirbels zusammenfällt, auf einen im Punkte $b$ befindlichen Magnetpol.

Selbstverständlich schliessen diese Analogien in den Formeln noch nicht unmittelbar eine endgültige Erklärung der magnetischen und diamagnetischen Erscheinungen in sich. Wohl aber sind sie für die mathematische Behandlung derselben von grosser Wichtigkeit und zeigen die Möglichkeit, dass man jene Phänomene auch auf andere Weise, als durch Annahme von Fernewirkungen, begründen könnte.

1539 Man hat auch wohl direct eine Analogie zwischen der Ausbreitung eines galvanischen Stromes und der des Lichtes aufzufinden geglaubt, indem sich beim Uebergang des Stromes zwischen zwei Medien von verschiedener Leitungsfähigkeit in schräger Richtung durch die Trennungsebene eine Art Brechung zeigt.

Indess ergiebt sich dieselbe direct aus den Berechnungen von Kirchhoff über die Stromverzweigung; auch ist das Gesetz dabei ein ganz anderes, als bei der Brechung des Lichtes.

Fliesst der Strom in einer aus zwei verschiedenen Stoffen von den Leitungsfähigkeiten $k$ und $k'$ gebildeten Platte durch die Trennungscurve und ist die Potentialfunction an der Trennungsebene in beiden Stoffen $V$ und $V'$, so muss nach Bd. I, §. 370

$$k\frac{dV}{dN} = k'\frac{dV'}{dN'}; \quad V - V' = E,$$

gleich der elektromotorischen Kraft in Folge des Contactes der heterogenen Stoffe daselbst sein. Aus der letzteren Relation folgt, wenn $ds$ ein Element der Berührungscurve ist,

$$\frac{dV}{ds} = \frac{dV'}{ds},$$

[1]) Helmholtz, Crelle's Journ. 55, p. 1, 1859*.

also $$k \frac{dV}{dN} \frac{dV}{ds} = k' \frac{dV'}{dN} \frac{dV'}{ds}.$$

Die Brüche stellen die Cotangenten der Winkel $\varphi$ und $\varphi'$ dar, welche die Stromesrichtung mit den Normalen auf der Trennungslinie in beiden Medien machen. Danach ist

$$tg\,\varphi : tg\,\varphi' = k : k'.$$

Der Strom wird also gewissermaassen nach einem Tangentengesetz gebrochen [1]), wobei die Leitungsfähigkeiten die Rolle der Brechungsindices übernehmen.

1540 An der Grenzfläche der Dielektrica werden die Kraftlinien nach demselben Tangentengesetz gebrochen, wie in den Leitern die Strömungslinien, da in der That die beide Erscheinungsgebiete bestimmenden Formeln die gleichen sind, und nur an Stelle der Leitungsvermögen im einen die Dielektricitätsconstanten im anderen treten [2]).

v. Bezold [3]) hat diese Brechung auch experimentell nachgewiesen. Es wurde ein Paraffinklotz hergestellt, in dessen Innerem sich 3 cm von der einen 22,5 cm breiten und 7 cm hohen Seitenfläche eine Messingkugel befand, von welcher andererseits ein Messingdraht nach aussen führte. Vor jener Fläche wurde an einem Coconfaden eine 4 cm lange, horizontale Schellacknadel aufgehängt, welche auf beiden Enden entgegengesetzt geladene Hollundermarkkügelchen trug, und deren Schwingungen durch einen in Flüssigkeit tauchenden Schellackflügel gedämpft waren. Dieselbe stellte sich in der That im Allgemeinen in die Richtung der elektrischen Kraftlinien ein, welche nach der Rechnung in der durch den Mittelpunkt der Kugel gehenden Horizontalebene nach einem hinter der Kugel gelegenen 11,5 cm von der Vorderfläche der Paraffinplatte entfernten Punkt convergiren.

Der von Mascart beobachtete Weg der Funken durch zwei Flüssigkeiten ist zu sehr von Nebenumständen, Strömungen und dergl. mehr beeinflusst, um hierfür entscheidend zu sein; nur der erste Funken verläuft in der dem Brechungsgesetze entsprechenden Richtung.

1541 So interessant diese Analogien auch sind, so geben sie doch keinen Aufschluss über das Wesen der Elektricität und des Magnetismus. Erklärlich ist, dass wenn bei Flüssigkeitsströmungen ebenso wie bei denen der Elektricität und bei den elektrischen und magnetischen Anziehungserscheinungen gewisse Niveaulinien, wenn auch verschiedener Art, auftreten, sich auch überhaupt gewisse Analogien in den Erscheinungen zeigen müssen.

---

[1]) G. Kirchhoff, Pogg. Ann. **64**, p. 500, 1845*. — [2]) Vergl. Mascart und Joubert, Leçons de l'Electricité, p. 114, Paris, Masson, 1882*. — [3]) von Bezold, Sitzungsber. der Münch. Akad., Mathem.-phys. Classe, 1883, Heft 3*; Wied. Ann. **21**, p. 401, 1884*.

1542 In directerer Weise und ausführlicher hat zuerst **Faraday** die Fernewirkungen der elektrischen und magnetischen Fluida auf eine Art Fortpflanzung in einem Zwischenmedium zurückzuführen versucht. Er wendet sich dabei zunächst den magnetischen Erscheinungen zu.

Bei den in die Ferne ausgeübten Kraftwirkungen der Körper können wir zwei wesentlich verschiedene Erscheinungsgruppen unterscheiden, welche indess wohl später alle einem gemeinsamen Gesichtspunkt untergeordnet werden dürften. Die einen dieser Kraftäusserungen sind bedingt durch Anziehungskräfte in die Ferne, wie die der allgemeinen Gravitation. Wir haben zu diesen früher auch die elektrischen und magnetischen Kräfte gerechnet, obgleich sich bei letzteren keine indifferente Anziehung, sondern ein polares Auftreten von Anziehungs- und Abstossungskräften zeigt. Diese Kräfte wirken unverändert nach demselben Gesetz der Entfernung zwischen den einzelnen Theilen zweier schwerer, elektrischer oder magnetischer Körper, wenn auch zwischen sie ein dritter Körper gebracht wird, dessen Einwirkung sich zu der der ersten beiden Körper addirt, wobei freilich durch Influenz z. B. die Magnetisirung oder elektrische Ladung der Körper oder ihrer einzelnen Theile geändert wird. — Es wäre deshalb irrig, wenn man z. B. bei der Magnetisirung eines hohlen Cylinders durch eine hineingesenkte Spirale, in welcher sich ein Eisenkern befindet, eine Verhinderung der magnetisirenden Wirkung der einen Seite der Spirale auf die diametral gegenüberliegenden Theile des Cylinders durch den Eisenkern annehmen wollte. (vergl. Bd. III, §. 550)[1]).

Die zweiten Wirkungsäusserungen der Körper bestehen in einer Fortpflanzung von Bewegung (lebendiger Kraft) durch ein den Raum erfüllendes Medium von Theilchen zu Theilchen; so verhält sich z. B. die Fortpflanzung des Lichtes durch den Lichtäther von einem Körper zum anderen. Diese Wirkungsäusserungen werden durch Zwischenstellung eines dritten Körpers zwischen die beiden ersten wesentlich gehemmt.

**Faraday**[2]) ist nun geneigt, auch bei den magnetischen Erscheinungen eine Fernewirkung ohne vermittelndes Medium auszuschliessen. Ohne eine bestimmte Vorstellung auszusprechen, aber doch wohl geleitet von der Idee einer von den Magnetpolen ausgehenden, auf irgend eine Weise fortgepflanzten Thätigkeit, nimmt er an, dass in dem Magnetfelde, d. i. in dem Raume, in welchem ein Magnet auf die Körper magnetische Wirkungen ausübt, gewisse Magnetkraftlinien existiren, welche sich im Allgemeinen ausserhalb des Magnetes in krummen Linien von dem einen Pol zum anderen hinziehen, deren Lage am besten durch die mittelst Eisenfeilen erhaltenen magnetischen Figuren erkannt werden soll. Je nach der Lage der Pole nehmen sie also verschiedene Gestalt an. Diese Linien

---

[1]) Vergl. hierüber auch **Seydler**, [illegible] der K. Böhm. Ges. der Wissensch. zu Prag 1882*; Beibl. 7, p. [illegible] Exp. Res. namentlich Ser. 28, 1851*. Sonst sind die Ma[illegible] Ser. 1, §. 114, Ann. 1831* erwähnt.

sollen auch durch die Masse des Magnetes hindurchgehen, aber in viel grösserer Dichtigkeit als ausserhalb. Kommt nun ein paramagnetischer Körper, z. B. ein Eisenstab (welcher die Fähigkeit der „magnetischen Leitung" besitzt), in das Magnetfeld, so condensirt er in sich die Kraftlinien. Die Zahl der Magnetkraftlinien im Ganzen bleibt dabei ungeändert; es sind daher ausserhalb des magnetischen Eisenstabes jetzt deren weniger als vorher. Werden also die magnetischen Wirkungen an den verschiedenen Orten des Magnetfeldes untersucht, so sind sie schwächer, als vor dem Einbringen des Eisenstabes. Werden die Pole des Magnetes direct durch letzteren verbunden, so sind alle Kraftlinien in ihm angehäuft; der geschlossene Magnet zeigt nach aussen keine Wirkung. — Ein diamagnetischer Körper stösst dagegen die Kraftlinien zurück, sie verdünnen sich in dem von ihm eingenommenen Raume. — Die magnetische Polarität tritt überall da auf, wo die Magnetkraftlinien ihre Dichtigkeit ändern, und zwar muss sie sich je nach der Richtung von einem Magnetpol zum anderen umkehren. Bei der Verdichtung der Magnetkraftlinien in paramagnetischen Substanzen, z. B. im Eisen, wird auf der den Magnetpolen zugewandten Seite der Substanzen eine den Polen ungleichnamige Polarität erzeugt, bei der Verdünnung in diamagnetischen Substanzen soll die gleichnamige Polarität entstehen. — Die Einstellung der magnetischen und diamagnetischen Körper erfolgt hiernach stets so, dass erstere sich im Magnetfelde dahin begeben, wo sie am meisten Kraftlinien zu sich hinziehen können, letztere, wo ihre Abstossung gegen die Magnetkraftlinien am geringsten wird [1]).

**1543** Da in einem Magnetstab das Moment der einzelnen Theile gegen seine Enden hin abnimmt, kann man die Rechnung über die Vertheilung des Magnetismus in der Weise führen, dass man annimmt, durch die

---

[1]) Herwig (Pogg. Ann. **153**, p. 250, 1874*) sucht zu entscheiden, ob, wenn ein Körper an einer Stelle der Erde plötzlich in den magnetischen Zustand gelangt, dann die Einwirkung des ganzen Erdmagneten sofort vollständig eintritt, oder erst allmählich sich ausbildet, wenn die Wirkungen der einzelnen Erdpartien nach Durchlaufung ihrer Entfernungsstrecken eintreffen.

Es wurde eine Rolle mit 14600 Windungen Kupferdraht so aufgehängt, dass die Ebene der Windungen in den magnetischen Meridian fiel. In der Meridianebene und in gleicher Höhe wurden vier Magnetstäbe von Wolframstahl so aufgestellt, dass ihre Südpole nach Norden zeigten und sie genau die Wirkung des Erdmagnetismus compensirten (also die Rolle beim Hindurchleiten eines dauernden Stromes nicht abgelenkt wurde). Bei plötzlichem Stromschluss oder Stromöffnen zeigte sich nun ebenfalls keine Ablenkung oder Aenderung der Schwingungen, so dass hiernach der Erdmagnetismus ganz plötzlich in weniger als $1/_{300}$ Secunde seine Wirkung in vollem Maasse ausüben, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der erdmagnetischen Wirkung mindestens 500 000 Meilen pro Secunde betragen soll. — Indess ist diese Consequenz nicht ganz richtig. Findet überhaupt eine Fortpflanzung der magnetischen Wirkung der einzelnen Theile der Erde statt, so müssen wir annehmen, dass sich die von den verschiedenen Stellen der Erde ausgehende Wirkung permanent etwa durch ein Medium fortpflanzt, und so an allen Orten stets besteht. Tritt dann an irgend einer Stelle ein Strom oder ein Magnet auf, so wird er sofort in den

Mitte des Stabes gehe eine Anzahl Kraftlinien hindurch und ihre Zahl vermindere sich allmählich gegen das Ende. Das Verhältniss wäre ähnlich, wie wenn die Kraftlinien partiell aus den Seiten des Stabes heraus-träten und sich ausserhalb bis zu den correspondirenden Punkten fortsetzten. Man kann dann die Formeln ähnlich entwickeln, wie wenn Wärme mit einer gewissen inneren Leitungsfähigkeit durch den Stab geleitet und mit einer gewissen äusseren Leitungsfähigkeit an der Oberfläche abgeleitet würde. Dadurch reduciren sich die Gleichungen auf die bekannten Gleichungen der Wärmeleitung, welche schliesslich zu denselben Ausdrücken führen, wie die bisherigen directen Betrachtungen [1]).

1544 Nach dieser Vorstellung kann man auch einen Magnet in einem magnetischen Medium mit einer galvanischen Säule in einem leitenden Medium parallelisiren und die Differenz der magnetischen Potentiale an den Polen des Magnets gewissermaassen als „magnetomotorische" Kraft [2]) behandeln, dem umgebenden Medium aber einen gewissen magnetischen „Widerstand" zuertheilen, und auf diese Weise die Wirkung des Magnetes berechnen.

Dass diese Vorstellungen nur Hülfsmittel der Rechnung sind, nicht aber direct das Wesen des Magnetismus erklären, ist kaum nöthig zu erwähnen. Dass die Differentialgleichungen, auf die man bei der Lösung verschiedener physikalischer Probleme geführt wird, einander gleich sind, ist noch kein Beweis für die Gleichheit der Processe.

So ist auch der Begriff des Widerstandes des Stabes für die Längeneinheit nur ein rein supponirter.

1545 Faraday bediente sich hierbei des Ausdrucks, die Körper, welche von den Kraftlinien getroffen würden, wären dadurch in einen dauernden, elektrotonischen Zustand [3]) versetzt, dessen Aenderungen zu Inductionsströmen u. s. f. Veranlassung geben könnten. Ein vollständiger, mathematisch klarer Ausdruck, in welcher Weise eigentlich die Wirkungen hierbei ausgeübt werden, ist indess nicht von ihm gegeben worden.

1546 Jedenfalls können die Magnetkraftlinien Faraday's ein sehr bequemes und anschauliches Bild der Veränderung des Potentials der von gewissen Punkten des Raumes ausgehenden magnetischen Kräfte auf andere Punkte des Raumes bieten, wenn wir sie als die Linien auffassen, welche auf den Flächen gleichen magnetischen Potentials senkrecht

---

schon vorhandenen Magnetfelde mit voller Kraft beeinflusst werden. Dagegen wäre zu untersuchen, wenn an irgend einem Orte ein Magnet entsteht, ob die Wirkung desselben an einem entfernten Orte momentan oder erst nach längerer Zeit zu beobachten wäre.

[1]) Vergl. Rowland, Phil. Mag. [4] 50, p. 257, 1876*; Sillim. J. [3] 10, p. 325, 451, 1875*. — [2]) Bosanquet, Phil. Mag. [5] 15, p. 205, 257, 309, 1883*; Beibl. 7, p. 481*. — [3]) Faraday, Exp. Res. Ser. I, §. 60, 1831*. —

stehen und somit die Richtung der in jedem Punkt des Mediums auf ein magnetisches Theilchen wirkenden Kraft angeben [1]).

Denken wir uns um einen Magnetpol von dem magnetischen Fluidum Eins (in elektromagnetischem Maasse), eine Kugelfläche vom Radius Eins gelegt, und zu jedem Oberflächenelement von der Einheit der Fläche eine radiale Magnetkraftlinie von dem Pole aus gezogen, so sind im Ganzen $4\pi$ solcher Linien vorhanden.

Bringen wir ein magnetisirbares Theilchen in das Magnetfeld, so wird dasselbe im quadratischen Verhältniss zu der Entfernung $r$ von dem Magnetpol von immer weniger Kraftlinien getroffen, so dass die Zahl $n$ derselben, welche das Theilchen schneiden, die Kraft angiebt, mit welcher der Magnetpol auf das Theilchen wirkt. Der in dem magnetisirbaren Theilchen erzeugte Magnetismus wird $c\mu / r^2$ sein, wenn die magnetische Inductionsfähigkeit desselben gegen die der Luft gleich $\mu$ ist und $c$ von den Dimensionen des Theilchens abhängt.

Auch der Erdmagnetismus wird unmittelbar durch die Zahl der Kraftlinien bestimmt, welche eine gegen seine Richtung senkrechte Ebene auf der Flächeneinheit schneiden. Diese Zahl ist der in absolutem Maasse ausgedrückten Intensität des Erdmagnetismus gleich.

1547 Wird ferner ein Element $Ds$ eines Leiters in der Entfernung $r$ vor einem Magnetpol in der Richtung einer Magnetkraftlinie bewegt, so wird in ihm kein Strom inducirt. Fliesst durch das Element ein Strom von der Intensität $i$, so wird bei der Bewegung keine Arbeit geleistet. Wird das Element aber senkrecht gegen die Magnetkraftlinie um die Entfernung $D\sigma$ bewegt, so wird in ihm ein Strom inducirt, dessen elektromotorische Kraft $1 / r^2$ proportional ist. In der Entfernung $r$ schneidet aber das Element auf dem von ihm bei seiner Bewegung überfahrenen Viereck $Ds\, D\sigma$ nur $1 / r^2$ der Kraftlinien, wie in der einfachen Entfernung, so dass die inducirte elektromotorische Kraft der Zahl der von dem Element bei seiner Bewegung geschnittenen Kraftlinien proportional ist.

Umgekehrt, fliesst ein Strom $i$ durch das Element, so ist die Arbeit, welche bei der Bewegung des Elementes geleistet wird, gleich $i \,.\, Ds\, D\sigma / r^2$, also wiederum proportional der Zahl der geschnittenen Kraftlinien.

1548 Denken wir uns einen geschlossenen Drahtkreis, in welchem ein Strom von der Intensität $i$ fliesst, vor dem Magnetpol aufgestellt, so ist das Potential des Poles auf denselben gleich $i$ multiplicirt mit dem körperlichen Winkel, welchen der vom Pol zu der Peripherie des Stromkreises gezogene Kegel in sich schliesst. Demselben Werth entspricht aber auch die Zahl der Magnetkraftlinien, welche die durch den Stromkreis

[1]) Maxwell on Faraday's Lines of force. Transact. Cambridge Phil. Soc. 10, p. 1, p. 3, 1856*.

umgrenzte Fläche schneiden. Wird der Stromkreis in der Weise bewegt, dass er einmal neben dem Pol vorbeigeht, und sodann zu seiner früheren Stellung zurückkehrt, während die von seiner Peripherie umgrenzte Fläche durch den Pol hindurchgeht, so ist die dabei geleistete Arbeit gleich der Gesammtänderung des Potentials des Poles auf den Stromkreis multiplicirt mit der Stromintensität, also gleich $4\pi i$. Eben diesem Werth entspricht die Zahl der von dem Stromkreis bei seiner Bewegung geschnittenen Magnetkraftlinien.

Umgekehrt ist wiederum die in dem Drahtkreis inducirte elektromotorische Kraft proportional $4\pi$.

In allen Fällen sucht sich der Strom so zu bewegen, dass die Zahl der Magnetkraftlinien, welche ihn schneiden, anwächst, und stets ist die Arbeit dabei gleich der Zahl der zu den früher denselben schneidenden Linien hinzugekommenen Linien. Umfliesst also der Strom einen kleinen ebenen Schliessungskreis, welcher um irgend einen Punkt drehbar ist, so stellt er sich mit seiner Ebene gegen die Magnetkraftlinien senkrecht.

Bewegt sich um einen sehr langen, geraden Draht, dessen Enden mit einem langen und weiten Schliessungskreise verbunden sind, und durch den ein Strom von der Intensität $i$ fliesst, ein Magnetpol von der Stärke Eins, so dass er einmal die vom Strome umschriebene Fläche schneidet, dann ausserhalb derselben zu seiner früheren Lage zurückkehrt, so ist wiederum die Arbeit gleich $4\pi i$. Wir können also annehmen, dass auch von dem geraden Strome als Begrenzung $4\pi$ Magnetkraft*flächen* ausgehen, deren Zahl direct der Arbeit entspricht, welche der Pol Eins bei seiner Bewegung während ihrer Durchschneidung leistet.

Sind mehrere Pole oder geschlossene Ströme im Magnetfelde, so **1549** vereinen sich die Kraftlinien, welche alle auf den, den verschiedenen Kraftquellen gemeinsamen Flächen gleichen Potentials senkrecht stehen.

Werden die letzteren Flächen so gelegt, dass bei dem Uebergang eines Poles von der Einheit der Intensität von der einen zur nächst folgenden die Arbeit Eins geleistet wird, so kann man von einem bestimmten Ausgangspunkt ausgehend, jeder der auf einander folgenden Flächen einen bestimmten, stets um gleich viel sich ändernden Potentialwerth beilegen. Gehen diese Flächen aber von geschlossenen Stromkreisen aus, so werden diese Werthe vieldeutig, und zwar unterscheiden sich die einzelnen derselben um je $4\pi i$, da, wie wir gesehen, bei einmaligem Durchgang des Poles durch die Stromkreise und Rückkehr desselben zu dem Ausgangspunkt die Arbeit $4\pi i$ geleistet wird.

Der *elektrotonische* Zustand nach *Faraday* würde demnach gewissermaassen durch die elektromagnetische Potentialfunction an jeder Stelle des Magnetfeldes gemessen werden, da auch hier die Aenderungen des Potentials entsprechende Inductionswirkungen erzeugen.

1550 Das Verhalten der magnetischen Kräfte, wie sie durch die Magnetkraftlinien und Flächen gleichen Potentials dargestellt werden, bietet eine grosse Analogie mit dem Verhalten einer schwerelosen, nicht zusammendrückbaren Flüssigkeit, welche sich durch ein widerstehendes Medium bewegt, deren Bewegung durch eine ihrer Geschwindigkeit proportionale Widerstandskraft, ähnlich wie eine Reibung gehemmt wird, so dass die Geschwindigkeit der Flüssigkeit an jeder Stelle nur der sie bewegenden Druckdifferenz entspricht.

Schon Euler[1]) nahm ähnliche Bewegungen eines den Weltraum erfüllenden magnetischen Fluidums an, welches auf eine eigenthümliche Weise in den Nordpol der Magnete ein- und aus dem Südpol derselben austreten sollte, um durch den äusseren Raum zum Nordpol zurückzufliessen.

1551 Vollständiger ist indess diese Analogie von Maxwell (l. c.) begründet worden. Verzeichnet man in einer nach obiger Hypothese sich bewegenden Flüssigkeit Flächen gleichen Druckes, so steht die Flüssigkeitsströmung auf denselben senkrecht. Ist dann $h$ der Abstand zweier solcher benachbarter Flächen, zwischen denen die Druckdifferenz gleich Eins ist, so ist die Druckdifferenz für die Entfernung Eins gleich $1/h$, und wird der Flüssigkeit dadurch die Geschwindigkeit $v$ ertheilt, so muss, wenn $k$ der Reibungscoefficient ist,

$$k \,.\, v = \frac{1}{h}$$

sein.

Geht ferner die Flüssigkeitsströmung von einem Centrum aus, so dass von demselben aus in der Zeiteinheit nach allen Seiten zusammen das Volumen Eins der Flüssigkeit fliesst und diese Menge in der Zeiteinheit durch jede um das Centrum gelegte Kugelschale hindurchgeht, so muss an jeder Stelle einer mit dem Radius $r$ um das Centrum beschriebenen Kugelschale die radiale Geschwindigkeit des Flusses $v = 1/4\pi r^2$ sein.

Ist $p$ der Druck an der betreffenden Stelle, $k$ der Widerstand, den die Flüssigkeitsbewegung findet, so muss, damit dieselbe sich nicht beschleunige, $kv = \partial p / \partial r = - k/4\pi r^2$, oder $p = k/4\pi r$ sein. Der Druck $p$ nimmt also proportional mit der Entfernung von dem Centrum ab. Es ist ersichtlich, dass somit die Flächen gleichen Druckes den Flächen gleichen Potentials direct entsprechen, wenn vom Centrum eine

[1]) Euler's Briefe, deutsch v. Kries, 1794, 3, Brf. 190 bis 197*. In Betreff einer hydrodynamischen Theorie des Magnetismus von Challis (zuletzt Phil. Mag. [4] 43, p. 401, 1872*), nach welcher beim Magnetisiren eines Eisen- oder Stahlstabes in einer bestimmten Richtung, bei magnetischen Einwirkungen in einem diamagnetischen Körper in entgegengesetzter Richtung eine Verdichtung der Molecüle erzeugt wird und dadurch eine Bewegung des zwischen denselben befindlichen Aethers von den dünneren zu den dichteren Stellen bewirkt wird, müssen wir auf die Originalabhandlungen verweisen.

Attractionskraft ausgeht; dass analog die die Flüssigkeit beschleunigende Kraft $\partial p / \partial r$ der Aenderung des Potentials oder der Aenderung der Zahl der Kraftlinien von einem Oberflächenelement einer solchen Fläche zu dem einer benachbarten Fläche entspricht. Flösse daher von einem Magnetpol ein Strom einer nicht zusammendrückbaren Flüssigkeit durch den Raum oder zu einem entgegengesetzten Magnetpol hin, so könnten die Erscheinungen des Druckes der Flüssigkeit vollständig die Vertheilung der magnetischen Kraft im Magnetfelde darstellen.

In einem auf gewöhnliche Weise gleichförmig magnetisirten Stabe, in welchem also die magnetische Vertheilung in parallelen Fasern statt hat (solenoidale oder tubulare Vertheilung), stellen die einzelnen, axial gerichteten Molecularmagnete gewissermaassen Flüssigkeitszellen dar. Die aus der einen austretende Flüssigkeit tritt in die andere ein und erst an den Enden des Magnetes ergeben sich mit Ausbreitung der Flüssigkeit Druckverschiedenheiten, so dass die Flüssigkeitsquellen an die Enden verlegt wären, von denen die eine, z. B. eine positive, ausgebende, die andere eine negative, aufsaugende wäre [1]) (vergl. §. 1544).

**1552** Für die Fernewirkung elektrostatisch geladener Körper kann man in ganz analoger Weise „elektrische Kraftlinien“ substituiren und dafür die gleichen Betrachtungen, wie für die Magnetkraftlinien, anstellen.

**1553** Als denjenigen Stoff, durch welchen die elektrischen und magnetischen Wirkungen von einem Körper zum anderen übertragen werden, hatte schon Faraday den Lichtäther angesehen.

Dass das elektrische Fluidum mit dem Lichtäther identisch wäre, hatte man schon vor langer Zeit vermuthet. So hat Gren (vergl. Bd. IV, §. 768) die Lichterscheinungen bei den Entladungen im Vacuum als Bewegungen des Lichtstoffes angesehen, welchen er somit mit der Elektricität identificirte [2]).

Die von Eilh. Wiedemann gefundene und nachher mehrfach bestätigte, in gewissen Fällen verschwindend kleine Temperaturerhöhung der sehr verdünnten Gase beim Durchgang der Entladung (Bd. IV, §. 686) deutet noch weiter darauf hin, dass das Leuchten dabei nicht in einer bis

---

[1]) Weiteres vergl. Maxwell, l. c.* — [2]) Verdet, Théorèmes de la chaleur 1, p. 141. — Aehnliche, wenn auch nicht weiter ausgeführte Theorien dieser Art siehe Renard, Compt. rend 47, p. 414, 1858*, Henrici, Pogg. Ann. 64, p. 349, 1845*, welcher auch Aetherbewegungen annimmt; ferner auch Laming, Phil. Mag. [3], 27, p. 420, 1845*, Sloggett, Phil. Mag. [3] 28, p. 443, 1846*, Robida, Fortschr. d. Phys. 15, p. 373, 1859* und Marié Davy, Compt. rend. [4] 6, p. 25, 41, 1865*, welche Longitudinalschwingungen supponiren u. s. f.*; ebenso Zetsche, Schlömilch's Zeitschr. f. Math. u. Phys. 3, p. 336, 1858*, 4, p. 131, 1859*. Eine Schwingungstheorie der Elektricität siehe auch Maas, Bullet. de Bruxelles 14 [2], p. 41, 1847, 15 [1], p. 469, 1848*. Auch Hare, Phil. Mag. 32, p. 461, 1848*, vergleicht die oscillatorische Entladung der Leydener Batterie mit elektrischen Schwingungen eines Elektricitätsäthers.

zum Glühen gesteigerten Wärmebewegung der einzelnen Gasmolecüle besteht, sondern vielmehr der Phosphorescenz oder Fluorescenz ähnlich ist, und somit wahrscheinlich die Elektricität durch eine Bewegung des Lichtäthers vermittelt wird, welche sich erst secundär in Wärmebewegung umsetzt. Ebenso deutet das Verhalten der Kathodenstrahlen darauf hin (Bd. IV, §. 775).

Auch Ampère hatte die Vorstellung, dass der Aether die Wirkungen des Stromes von einem Leiter zum anderen übertragen könnte.

Ledieu[1]) betrachtet ebenfalls die Körper zusammengesetzt aus ponderablen Atomen von verschiedenen Massen, welche mit Hüllen von Aethermolecülen je von gleicher Masse umgeben sind und um Axen rotiren, welche durch den Schwerpunkt gehen und zugleich oscilliren. Die Elektricität soll die potentielle Energie des mit der ponderablen Materie verbundenen Aethers sein. Da die Wirkung beider auf einander sehr gross ist, so können die Wirkungen trotz der kleinen Masse des Aethers sehr bedeutend sein. Bei Annäherung zweier Körper an einander ändert sich diese Energie, wodurch elektrische Ladungen u. s. f. auftreten können.

1554 Ebenso versuchte Gauss die elektrodynamischen Wirkungen aus der Annahme einer eine bestimmte Zeit erfordernden Fortpflanzung derselben, ähnlich wie der des Lichtes, abzuleiten (siehe auch §. 1458, Anmerkung).

1555 Bestimmtere Vorstellungen über die Bewegungen des die elektrischen Erscheinungen vermittelnden Mediums, als welches event. der Lichtäther anzusehen wäre, hat Hankel im Jahre 1865 entwickelt.

Nach Hankel[2]) bestehen die elektrischen Vorgänge in kreisförmigen Schwingungen, welche sich in folgender Weise gestalten:

Elektrostatik. Wird ein Körper, z. B. eine isolirte Kugel, mit freier Elektricität geladen, so entstehen auf allen Punkten ihrer Oberfläche unendlich kleine kreisförmige Schwingungen (Wirbel), welche eine grössere Anzahl von Aethertheilchen (unter einer gewissen Theilnahme der materiellen Molecüle) gemeinsam vollführen. Je nachdem der Umschwung um die auf jedem Punkte nach aussen errichtete Normale in der einen oder der anderen Richtung erfolgt, erscheint die elektrische Ladung der Kugel positiv oder negativ, so dass sich also die positive und negative Elektricität nur durch die Richtung unterscheiden, in welcher die Umdrehung dem Beobachter erscheint, und eine und dieselbe Schwingung, je nachdem sie von der einen oder der anderen Seite betrachtet wird, die positive oder die negative Elektricität darstellt.

---

[1]) Ledieu, Compt. rend. 95, p. 669, 753, 1882*; Beibl. 7, p. 320*. — [2]) Gefällige Originalmittheilung des Autors, vergleiche auch Hankel, Pogg. Ann. 126, p. 440, 1865, 131, p. 607, 1867*; Math.-phys. Ber. der K. Sächs. Ges. der Wiss. 1865, p. 30, 1866, p. 269*.

Im Zustande der Ruhe muss bei stabilem Gleichgewicht die Summe aller Abstossungen der Aethertheilchen ein Minimum sein. Wird nun ein Theil des Aethers gegen den anderen um eine im Verhältnisse zum Abstande der Molecüle des Aethers sehr kleine Grösse parallel mit einer Ebene verschoben, so wächst die Summe der Abstossungen. Diese Zunahme der Abstossungen lässt sich zerlegen in eine mit jener Ebene parallele und in eine zweite gegen dieselbe senkrechte. Da die erstere mit der Richtung der Verschiebung ihr Zeichen ändert, so wird sie mit der ersten Potenz jener Verschiebung (oder allgemein einer Function, welche mit der Umkehrung der Richtung ihr Zeichen wechselt) proportional sein, während die zweite von der Richtung der Verschiebung unabhängig ist, und also der zweiten Potenz der Verschiebung proportional geht. Die erste Componente dient, um die Bewegung der verschobenen Schicht auf die nächste zu übertragen, während die zweite Componente die gegenseitige Abstossung dieser beiden Schichten vermehrt. Da nun die Fortpflanzung der Bewegung von einer Schicht bis zur nächsten eine gewisse Zeit gebraucht, so wird bei der kreisförmigen Schwingung die Verschiebung der einen Schicht (Wirbels) gegen die nächstfolgende um so grösser sein, je grösser die Rotationsgeschwindigkeit des Wirbels ist; es wird also die Abstossung der beiden Schichten mit dem Quadrat der Rotationsgeschwindigkeit wachsen.

Bei der Ausbreitung der Schwingungen im Raume ändert sich, wenn der Einfachheit wegen den Wirbeln stets gleiche Durchmesser beigelegt werden, die Rotationsgeschwindigkeit im umgekehrten Verhältnisse der Quadrate der Entfernungen.

Trifft bei dieser Ausbreitung die z. B. von einer elektrischen Kugel $a$ vom Radius 1 mit einer Rotationsgeschwindigkeit $\omega$ ausgehende Wirbelbewegung im Abstande $r$ auf einen dort befindlichen Wirbel $b$, welcher die Rotationsgeschwindigkeit $\omega'$ besitzt, so lässt sich dieser Fall auf den vorhergehenden zurückführen, indem man dem ganzen System eine Geschwindigkeit $-\omega/r^2$ beigelegt denkt. Dadurch erscheint der Aether neben $b$ ruhend, und zwischen dem Wirbel $b$ und der anliegenden Aetherschicht entsteht eine Abstossung, welche dem Quadrat der Differenz der beiden an diesem Orte zusammentreffenden Schwingungen $\omega'$ und $\omega/r^2$, also $(\omega' - \omega/r^2)^2$ proportional ist. Wenn $\omega$ negativ ist, so wird der vorstehende Ausdruck $(\omega' + \omega/r^2)^2$.

Fig. 335.

A B

Es seien zwei kleine aus einer isolirenden Substanz gebildete Scheibchen $A$ und $B$, Fig. 335, gegeben, und jede durch Reiben überall gleich stark, z. B. positiv, geladen; es möge ferner bei positiver Elektrisirung die Rotation um die in jedem Punkte der Oberfläche errichtete äussere Normale rechtsum erfolgen: so treffen die von der rechten Seite von $A$ ausgehenden Schwingungen die Wirbel auf der linken Seite von $B$ in der entgegengesetzten Richtung, die auf der rechten Seite von $B$ aber

in gleichem Sinne rotirend. Die Abstossung der Wirbel auf der linken Seite von $B$ gegen die anliegende Aetherschicht ist also proportional mit $(-\omega' - \omega r^{-2})^2$ oder $(\omega' + \omega r^{-2})^2$, während die Abstossung auf der rechten Seite von $B$ gegen die anliegende Aetherschicht proportional mit $(\omega' - \omega r^{-2})^2$ ist. In Folge der grösseren Abstossung auf der linken Seite von $B$ erfolgt also eine Entfernung des Scheibchens $B$ vom Scheibchen $A$, und die Grösse der Abstossung $(\omega' + \omega r^{-2})^2 - (\omega' - \omega r^{-2})^2 = 4\omega\omega' r^{-2}$ ist proportional den elektrischen Spannungen auf den beiden Scheiben und umgekehrt proportional dem Quadrate des Abstandes beider. Ist $B$ negativ elektrisirt, so wird die Wirkung auf der rechten Seite von $B$ die grössere, und es erfolgt eine Annäherung an $A$; die scheinbare Anziehung ist proportional mit $-4\omega\omega' r^{-2}$.

Durch absolute Nichtleiter gehen die elektrischen Schwingungen hindurch, wie die Lichtstrahlen durch farbloses klares Glas, oder die Wärmestrahlen durch Steinsalz. Treffen sie aber auf einen Leiter, so erzeugen sie auf seiner Oberfläche stehende Schwingungen, in Folge dessen der Leiter selbst elektrisch wird, und zwar erscheint auf der dem elektrischen Körper zugewandten Seite die entgegengesetzte Polarität, weil die Schwingungen hier von der entgegengesetzten Seite, als auf dem elektrischen Körper, gesehen werden und also um die daselbst nach aussen errichteten Normalen in entgegengesetztem Sinne rotiren.

1556 Elektrodynamik. Fliesst ein elektrischer Strom durch einen Draht, so bilden die in jedem Querschnitte des Drahtes liegenden Aethermolecüle unter Betheiligung der materiellen Molecüle des Metalls einen in gemeinsamer Rotation um die Axe des Drahtes begriffenen Wirbel, dessen Umschwung je nach der Richtung des Stromes in dem einen oder anderen Sinne erfolgt. Als Maass der Stromstärke kann die Tangentialgeschwindigkeit an der Oberfläche eines Drahtes vom Halbmesser Eins gelten.

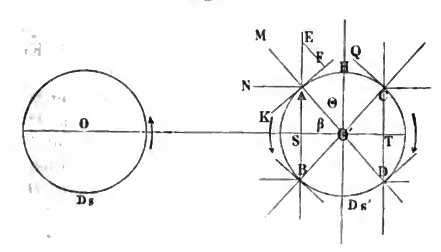
Bei der Ausbreitung eines solchen Wirbels in den umgebenden Aether werden in Folge der allerseits gleichen Fortpflanzungsgeschwindigkeit die Bewegungen gleichzeitig auf der Oberfläche einer Kugel anlangen, deren Theilchen also in gleicher Zeit ihre Umdrehung vollenden. Betrachtet man die Axe des Drahtes als Polaxe jener Kugel, so sind die Tangentialgeschwindigkeiten an den verschiedenen Punkten der Kugeloberfläche proportional dem Sinus der Poldistanz; von einer Kugeloberfläche zur anderen aber ändern sie sich im umgekehrten Verhältnisse der Quadrate der Radien.

Es seien $O$ und $O'$, Fig. 336, die in einer Ebene liegenden Querschnitte zweier paralleler Drahtelemente $Ds$ und $Ds'$ vom Halbmesser Eins, welche auf der Verbindungslinie ihrer Mittelpunkte senkrecht stehen. In $Ds$ fliesse ein Strom von der Intensität $\omega$ (Rotationsgeschwindigkeit an der Oberfläche von $O$) und in $Ds'$ ein Strom von der Intensität $\omega'$. Endlich sei die Richtung der durch beide Elemente fliessenden Ströme die-

selbe, die Rotation finde also in beiden Querschnitten in gleichem Sinne statt, und der Abstand der beiden Mittelpunkte $O\,O' = r$ sei so gross gegen den Halbmesser Eins, dass man die von $O$ ausgesandten Bewegungen auf ihrem Durchgange durch den Querschnitt $O'$ als geradlinig und auf $O\,O'$ senkrecht stehend betrachten kann.

Um nun die auf $O'$ ausgeübte Wirkung zu finden, hat man die beiden daselbst zusammentreffenden Bewegungen zu addiren. Im Punkte $A$ ist die Bewegung von $O'$ nach $AK$ gerichtet und gleich $\omega'$; die von $O$ ausgegangene hat in $A$ die Richtung $AE$ und die Grösse $\omega / r^2$; letztere zerlegt nach der Tangente giebt $AF = \omega r^{-2} \sin \Theta$, wenn $\Theta$ den Winkel $A\,O'\,H$ bedeutet. Die Summe dieser beiden Geschwindigkeiten ist also $\omega' - \omega r^{-2} \sin \Theta$; in Folge dieser entsteht gegen die anliegende Aetherschicht eine Abstossung in der Richtung $AM$, welche mit $(\omega' - \omega r^{-2} \sin \Theta)^2$

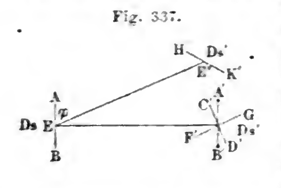
Fig. 336.




proportional ist. Diese kann zerlegt werden in $(\omega' - \omega r^{-2} \sin \Theta)^2 \sin \Theta$ parallel zu $O\,O'$, und in $(\omega' - \omega r^{-2} \sin \Theta)^2 \cos \Theta$ senkrecht gegen $O\,O'$. Sucht man dieselben Componenten für den entsprechend gelegenen Punkt $B$, so erhält man $(\omega' - \omega r^{-2} \sin \Theta)^2 \sin \Theta$ und $-(\omega' - \omega r^{-2} \sin \Theta)^2 \cos \Theta$. Die gegen $O\,O'$ senkrechten Componenten heben sich also auf, während die mit $O\,O'$ parallelen die Resultirende $2\,(\omega' - \omega r^{-2} \sin \Theta)^2 \sin \Theta$ geben. Berechnet man in gleicher Weise die aus der Wirkung in $C$ und $D$ sich ergebende, mit $O\,O'$ parallele Resultirende, so wird sie $2\,(\omega' + \omega r^{-2} \sin \Theta)^2 \sin \Theta$. Die Grösse der mit $O\,O'$ parallelen Resultirenden aus den Wirkungen auf die vier entsprechend liegenden Punkte $A$, $B$, $C$, $D$ findet man also $-\,8\,\omega\,\omega' r^{-2} \sin^2 \Theta$, worin das Zeichen $-$ die Anziehung bedeutet. Durch Multiplication dieses Ausdruckes mit $Ds$ und Integration von 0 bis $\frac{1}{2}\pi$ erhält man die auf den ganzen Querschnitt $O'$ ausgeübte Kraft $= -\,2\,\pi\,\omega\,\omega' r^{-2}$, d. h. die Anziehung ist proportional den beiden Stromintensitäten und umgekehrt proportional dem Quadrat des Abstandes. Ist die Richtung des Stromes in $O'$ die entgegengesetzte, so ergiebt sich die Kraft $+\,2\,\pi\,\omega\,\omega' r^{-2}$, d. h. eine Abstossung von gleicher Grösse. Die Kraft ist stets senkrecht gegen das Element $Ds'$.

Wenn das Element $Ds'$, Fig. 337, nicht mehr mit $Ds$ parallel, sondern z. B. aus der Lage $A'B'$ in die Lage $C'D'$ gedreht ist, so bleibt der zuvor berechnete Ausdruck für die Kraft derselbe, und auch jetzt steht diese Kraft wieder senkrecht auf dem Element $Ds'$, wirkt also in der Richtung $F'G'$. Wird das Element $Ds'$ in der Ebene $ABA'B'$ nach $H'K'$ geschoben, so ist die auf dasselbe wirkende Kraft, wenn $\varphi$ den Winkel $AEE''$ bezeichnet, proportional mit $\omega\omega' r^{-2} \sin\varphi$ und steht senkrecht auf dem Element $H'K'$. Bildet das Element $E''$ mit der durch das Element $E(AB)$ und $r(EE'')$ gelegten Ebene einen Winkel $\psi$, so muss seine Rotationsgeschwindigkeit zerlegt werden in eine Drehung um eine in jener Ebene liegende Axe und in eine zweite Drehung um eine auf derselben senkrechte Axe. Die erste Componente, zusammengesetzt mit der von $E$ ausgehenden Geschwindigkeit, giebt die Kraft, mit welcher das Element $E''$ seinen Ort zu verändern strebt.

Fig. 337.




Sind also zwei beliebige Stromelemente $a$ und $b$ gegeben, so erhält man die von $a$ auf $b$ ausgeübte Kraft proportional dem Product aus der Stromstärke in $a$ und der Projection der Stromstärke von $b$ auf die durch die Axe von $a$ und die Verbindungslinie $ab$ gelegten Ebene, multiplicirt mit dem Sinus zwischen der Axe von $a$ und der Linie $ab$, und dividirt durch $(ab)^2$.

1557 **Induction.** Wenn eine galvanische Kette geschlossen wird, so bedarf der Strom zu seiner vollen Ausbildung in Folge der in seiner Bahn gelegenen Widerstände einer gewissen Zeit. Während dieses allmählichen Anwachsens breiten sich die von ihm ausgehenden Schwingungen in den umgebenden Aether aus und besitzen, wenn $\omega$ seine Intensität ist, im Punkte $(r, \varphi)$ die Grösse $\omega r^{-2} \sin\varphi$.

Ueber den Punkt $(r, \varphi)$ sind also alle von $Ds$ während des Anwachsens des Stromes von 0 bis $\omega$ ausgesandten Schwingungen hinweggegangen und haben auf den dort befindlichen Aether ihre Wirkungen ausgeübt. Die Summe aller dieser Wirkungen ist gleich derjenigen, welche erhalten wird, wenn man den Punkt aus unendlicher Entfernung in einer auf dem Elemente $Ds$ senkrechten Richtung bis zum Punkte $(r, \varphi)$ heranführt. Man erhält für jene Summe den Werth $- \omega / r$.

Hieraus folgt die durch eine Aenderung der Stromintensität um $d\omega$ hervorgebrachte Wirkung $= - d\omega / r$, und die durch eine Aenderung des Abstandes um $dr$ erzeugte $= \omega r^{-2} dr$.

Es seien zunächst wieder zwei parallele Drahtelemente $Ds$ und $Ds$ vom Halbmesser $= 1$, welche auf der Verbindungslinie $r$ ihrer Mitten senkrecht stehen, gegeben, und die Kreise $O$ und $O'$ in Fig. 336 stellen ihren Durchschnitt dar. Fliesst nun in $Ds$ ein constanter Strom, so

suchen seine durch $O'$ gehenden Schwingungen daselbst den Aether in Bewegung zu setzen, und zwar in je zwei zur Mitte $O'$ symmetrisch gelegenen Punkten in entgegengesetzter Richtung, in $A$ nach $AF$ und in $C$ nach $CQ$. Es lässt sich zeigen, dass, so lange der Strom constant und der Abstand $r$ ungeändert bleibt, die in einer Richtung wirkenden Kräfte genau durch die in der entgegengesetzten wirkenden compensirt werden, so dass ein constanter Strom bei ruhenden Leitern keinen Inductionsstrom erzeugen kann.

Wenn jedoch der Strom in $O$ seine Intensität ändert, z. B. um $d\omega$ wächst, so trifft dieser Zuwachs zuerst die linke Hälfte des Querschnittes $O'$, und setzt daselbst den Aether in Bewegung; die Wirkung auf jedes Oberflächenelement $A$ der linken Hälfte ist $-d\omega/r.\cos\beta$, wenn $\beta$ den Winkel $AO'S$ bezeichnet, und wird erst später durch die gleich grosse, entgegengesetzt gerichtete Wirkung auf das entsprechende Element $C$ der rechten Hälfte aufgehoben. Jene Wirkung dauert also fort, bis die Schwingungen sich um $ST = 2\cos\beta$ fortgepflanzt haben. Die Summe der in $A$ und $B$ erzeugten Wirkungen ist $= -2\,d\omega/r.\cos\beta$; dieselben bestehen während einer mit $2\cos\beta$ proportionalen Zeit. Um die Wirkung auf die gesammte Oberfläche zu erhalten, ist $-2\,d\omega/r.\cos\beta$ mit $2\cos\beta$ und $d\beta$ zu multipliciren und von $\beta = 0$ bis $\beta = \frac{1}{2}\pi$ zu integriren. Dies giebt $-\pi\,d\omega/r$; der Inductionsstrom hat die entgegengesetzte Richtung von dem entstehenden. Nimmt die Intensität in $Ds$ ab, so treffen die stärkeren Schwingungen zuletzt die rechte Seite und der Inductionsstrom hat die gleiche Richtung mit dem in $Ds$.

Der Ausdruck $-d\omega/r$ giebt die elektromotorische Kraft, so lange überhaupt $Ds'$ mit $Ds$ parallel bleibt. Bildet $Ds'$ mit $Ds$ einen Winkel $(Ds, Ds')$, so sind die von $Ds$ ausgehenden Schwingungen durch Multiplication mit $\cos(Ds, Ds')$ erst nach der Ebene des auf $Ds'$ senkrechten Querschnitts zu zerlegen. Die elektromotorische Kraft ist dann $-d\omega/r.\cos(Ds, Ds')$. Für zwei Leiter wird dieselbe also

$$-\frac{d\omega}{r}\int\int\frac{\cos(Ds,\,Ds')}{r}\,Ds\,Ds'.$$

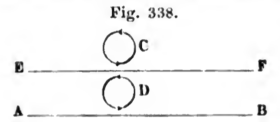
Aendert das Element $O$ seinen Ort, nähert es sich z. B. dem Elemente $Ds'$ um $dr$, so treffen die stärkeren Wirkungen zunächst die linke Seite von $O'$ und es entsteht ein Inductionsstrom in entgegengesetzter Richtung von dem in $Ds$ fliessenden. Durch eine ähnliche Rechnung, wie vorhin, ergiebt sich die durch die Wirkung auf den ganzen Umfang in Folge einer Aenderung $dr$ entstehende elektromotorische Kraft $= \omega\,dr/r^2$; welcher Ausdruck, wenn die Elemente $Ds$ und $Ds'$ den Winkel $(Ds, Ds')$ bilden, noch mit $\cos(Ds, Ds')$ zu multipliciren ist.

Auf diesen Fall lässt sich der andere, wenn das Element $Ds'$ bewegt wird, zurückführen, indem man dem ganzen Systeme eine der Geschwindigkeit von $Ds'$ gleiche, aber entgegengesetzte Geschwindigkeit beilegt.

1558 In anderer Weise hat Reynard[1]) die Bewegungen des Aethers zur Erklärung der Wechselwirkung der galvanischen Ströme herbeigezogen.

Er stellt sich vor, dass in dem zwischen den Stromleitern befindlichen Medium unendlich kleine Wirbel nach allen Richtungen liegen, die durch die Ströme gerichtet, so dass sie in der Nähe des Stromes die gleiche Richtung mit letzterem hätten, oder auch in ihrer Geschwindigkeit in gleichem Sinne durch den Strom beschleunigt würden. Solche Wirbel würden, wie Luft- und Wasserwirbel, die bewegten Molecüle nach aussen treiben und dadurch eine Repulsivkraft unter einander ausüben. Sie würden dagegen die in ihrer Axe liegenden Molecüle zu sich hinziehen und dadurch in dieser Richtung Attractionen bewirken können. Ist dann durch einen Strom $AB$, Fig. 338, ein System von Wirbeln erzeugt oder gerichtet, und tritt zwischen dieselben ein vom Strome durchflossener Leiter, so wird, wenn der Strom in demselben eine Componente in der Richtung von $E$ nach $F$ in der Ebene der Wirbel besitzt, also gegen dieselbe nicht senkrecht ist, der Stromesantheil in der Componente $EF$ die Wirbel $C$ beschleunigen, die Wirbel $D$ verzögern; dadurch würde er von $C$ stärker abgestossen, als von $D$, und sich $AB$ nähern. Das Umgekehrte träte bei entgegengesetzter Stromesrichtung in $EF$ ein. Bei gegen einander geneigten Strömen zeigen sich die analogen Verhältnisse. Bei einem zwischen zwei entgegengerichteten Strömen gestellten Magnet würde die Richtung der Molecularströme der der Wirbel entsprechen; ihre Wechselwirkung und die der Ströme gegen sie würde die elektromagnetischen Erscheinungen bedingen.

Fig. 338.

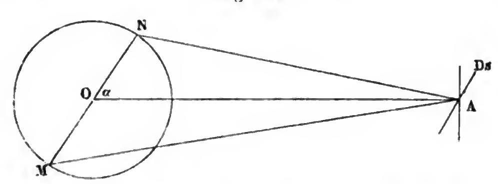



Wirkt nun (die Ableitung soll nur eine Vorstellung von dem Ideengang von Reynard geben; ist deshalb kürzer und weniger vollständig, als seine Betrachtungen) ein Element $Ds$ in einem Punkte $A$, in dem ein Strom von der Intensität Eins fliesst, auf ein Element $Ds_1$ in $B$, bildet $Ds$ mit der Verbindungslinie $AB$ der Mitten beider Elemente den Winkel $\vartheta$, und $Ds_1$ mit der durch $Ds$ und $AB$ gelegten Ebene den Winkel $\psi$, so werden die Wirbel, welche von der auf der Ebene $DsAB$ senkrechten Componente $Ds_1 \sin\psi$ von $Ds_1$ ausgehen, von $Ds$ nicht verändert. Die Wirbel, welche um die in der Ebene $DsAB$ liegende Componente $Ds_1 \cos\psi$ nach allen Richtungen herumliegen, und durch $Ds_1 \cos\psi$ so gerichtet sind, dass ihre Ebenen $Ds_1 \cos\psi$ schneiden, können alle in Wirbel in der Ebene $DsAB$ und senkrecht dagegen zerlegt werden, von denen letztere wiederum durch $Ds$ nicht beeinflusst werden. Ebenso können wir $Ds$ in zwei Componenten, $Ds \cos\vartheta$ in der Richtung von $AB$ und $Ds \sin\vartheta$ senkrecht dagegen zerlegen, von denen nur die letztere wirksam ist.

[1]) Reynard, Ann. de Chim. et de Phys. [4] 19, p. 272, 1870*.

Es sei der Durchmesser eines der wirksamen Wirbel $O$, Fig. 339, gleich $\delta$. Dann setzt **Reynard** die beschleunigende Wirkung des Elementes $Ds\sin\vartheta$ auf ein im Punkte $N$ liegendes Element $\frac{1}{2}\delta d\alpha$ des Wirbels, welches im Winkelabstande $\alpha$ von der Linie $OA$ entfernt ist, gleich $\frac{1}{2}\delta i Ds\sin\vartheta\cos\alpha d\alpha / AN$, und die entgegengesetzt wirkende Beschleunigung auf das $N$ diametral gegenüberliegende Element $M$ gleich

Fig. 339.




$-\frac{1}{2}\delta i Ds\sin\vartheta\cos\alpha d\alpha / AM$, indem sich die Wirkung des Elementes $Ds\sin\vartheta$ nach den Seiten desselben in Cylinderoberflächen ausbreiten, d. h. proportional der Entfernung vermindern soll.

Ist $OA$ sehr gross, so kann $AM = AN + \delta\cos\alpha$ und nachher bei Addition der obigen beiden Ausdrücke in dem gemeinschaftlichen Nenner $AM = AN = AO = r$ gesetzt werden. Wird dann die Summe von 0 bis $\pi/2$ integrirt, so erhält man die Gesammtbeschleunigung des Wirbels:

$$\frac{\delta^2\pi}{4} i Ds \frac{\sin\vartheta}{r^2}.$$

Der Wirbel hat im Allgemeinen eine der Intensität $i_1$ des Stromes in $Ds_1$ proportionale Geschwindigkeit $v$. Sein Druck gegen $Ds_1\cos\psi$, ebenso wie der Druck der auf allen Seiten desselben liegenden Wirbel ist demnach proportional $v^2$. Aendert sich $v$ um $dv$, so ändert sich der Druck um $2v\,dv$, d. h. um einen Werth, der gleich

$$D = const\,\frac{i i_1 Ds Ds_1 \sin\vartheta\cos\psi}{r^2}$$

ist. Eine entsprechende entgegengesetzte Veränderung des Druckes erleidet der auf der anderen Seite des Elementes liegende, entgegengesetzt rotirende Wirbel, so dass das Element je nach der Stromesrichtung nach der einen oder anderen Seite in einer auf seiner Richtung senkrechten Richtung mit einer jenem Werthe proportionalen Kraft bewegt wird. Dies ist aber die Formel für die Anziehung eines Stromelementes durch ein anderes, einem geschlossenen Strome angehöriges, wie sie zuerst **Grassmann** (Bd. III, §. 33) aufgestellt hat.

Aehnliche Betrachtungen lassen sich für die Inductionswirkungen u. s. f. anstellen.

1559 Moutier[1]) leitet ebenfalls die Elektricitätserscheinungen von einer Aetherbewegung ab. Pflanzt sich von einem Elemente $Ds$ die Geschwindigkeit des Aethers nach dem Gesetze der Undulationen fort, so drückt der Aether in einem Punkte des Raumes mit einer dem Quadrat seiner Geschwindigkeit proportionalen Kraft.

Ist $m$ die Masse des in einem Element $Ds$ enthaltenen Aethers, $v$ die Geschwindigkeit desselben, $i$ die Stromintensität, so kann man, wenn man den elektrischen Strom als einen Strom von Aether ansieht, $i\,Ds = \mu v$ setzen. Bildet $Ds$ mit den Axen die Winkel $\alpha$, $\beta$, $\gamma$, so lassen sich durch Multiplication mit $\cos\alpha$, $\cos\beta$, $\cos\gamma$ die Componenten desselben nach den drei Axen in beiden Arten ausdrücken.

Es lässt sich nun zunächst die Wirkung zweier paralleler, und auf ihrer Verbindungslinie senkrechter Elemente $Ds$ und $Ds'$ ableiten. Liegt das Element $Ds'$ im Punkte $O'$ und ist $MNN'M'$ der Querschnitt des Leiters $O$, dem das Element $Ds$ angehört, durch eine auf den Elementen senkrechte Ebene, und zieht man zwei sehr nahe an einander liegende Sehnen $MM' = l$ und $NN' = l + dl$ parallel $OO'$, ist $\sphericalangle MOO' = \alpha$, $M'OO' = \alpha'$, $OM = R$, $O'M = \varrho$, $O'M' = \varrho'$, $OO' = r$, so ist

Fig. 340.

mit Vernachlässigung der höheren Potenzen kleiner Grössen:

$$\varrho = r - R\cos\alpha, \qquad \frac{1}{\varrho} = \frac{1}{r} + \frac{R}{r^2}\cos\alpha;$$

$$\varrho' = r - R\cos\alpha', \qquad \frac{1}{\varrho'} = \frac{1}{r} + \frac{R}{r^2}\cos\alpha'.$$

Sind $u$ und $u'$ die Geschwindigkeiten, die von $Ds'$ aus dem Aether des Elementes $Ds$ in $M$ und $M'$ ertheilt werden, so ist:

$$u = \frac{k}{\varrho} = \frac{k}{r}\left(1 + \frac{R}{r}\cos\alpha\right); \qquad u' = \frac{k}{\varrho'} = \frac{k}{r}\left(1 + \frac{R}{r}\cos\alpha'\right).$$

Ist $v$ die Geschwindigkeit des Aethers in $Ds$, so ist der Normaldruck auf $MN$ und $M'N'$ gleich $\mu(v+u)^2\,MN + \mu(v+u')^2\,M'N'$. Zerlegt man diesen Druck in Componenten senkrecht und parallel $OO'$, so ist

[1]) Moutier, Ann. de Chim. et de Phys. [5] 4, p. 267, 1875*; siehe auch schon Compt. rend. 63, p. 299, 1866*, 78, p. 1201, 1874*.

die erstere bei Entwickelung der Quadrate, Vernachlässigung der Quadrate von $u$ und $u'$ und Einsetzen der Werthe für $u$, wobei wieder die höheren Glieder vernachlässigt werden und $P$ und $P'$ die Fusspunkte der von $N$ und $N'$ auf $MM'$ gefällten Lothe sind:

$$D_p = \mu v \left(v + \frac{2k}{r}\right)(MP + M'P') = -\mu v \left(v + \frac{2k}{r}\right) dl.$$

Für den ganzen Umkreis des Elementes ist mithin die Gesammtcomponente $\sum D_p = 0$. Die $OO'$ parallelen Componenten werden, wenn der Abstand der beiden Sehnen $dy$ ist, zusammen bei Vernachlässigung der höheren Glieder gleich $D_a = 2\mu v(u - u')\,dy = 2\mu v(R\cos\alpha - R'\cos\alpha')\,dy$ $= 2\mu v k l\,dy/r^2$. Für den ganzen Schnitt ist demnach die Componente $\sum D_a = 2\mu v k \omega / r^2$, wenn $\omega$ den Querschnitt von $Ds$ bezeichnet. Da nun die Intensität des Stromes $i = \mu v \omega$ und $k = i' Ds' = \mu' v'$ zu setzen ist, so folgt $\sum D_a = 2\, i i' Ds\, Ds' / r^2$, wie nach dem Ampère'schen Gesetze. — Aehnlich entwickelt sich die Wirkung zweier Elemente, die in einer geraden Linie liegen, indem man die Differenz des Druckes auf ihre beiden Enden nimmt, gleich $i i' Ds\, Ds' / r^2$. Die gegen die Elemente transversal gerichteten Componenten heben sich auf; die Geschwindigkeiten des Aethers an beiden Enden von $Ds$ seien $v + u$ und $v + u'$, wo $v$ die eigenthümliche Geschwindigkeit des Aethers darin, $u$ und $u'$ wie oben, die daselbst von $Ds'$ aus mitgetheilten sind. Dann ist der Zug, der beide Elemente gegen einander zieht

$$\omega \left(\frac{1}{2}\mu (v + u)^2 - \frac{1}{2}\mu (v + u')^2\right) = \frac{1}{2}\mu \omega v (u - u') = \mu \omega v \frac{k}{r^2} Ds$$

oder gleich

$$\frac{i i' Ds\, Ds'}{r^2}.$$

Die Formel von Ampère ergiebt sich dann aus der Summation der Wirkungen der einzelnen Componenten.

Die Induction beruht nach Moutier auf Aenderung der Geschwindigkeit des Aethers, sei es in Folge der Veränderung der Intensität, sei es in Folge der Bewegung des Leiters. Ist $P$ das Potential der vom Strome Eins durchflossenen Ströme auf einander, so ist im ersten Falle die halbe Aenderung der lebendigen Kraft des Aethers $P i\, di'$, wenn die Intensität $i'$ des Stromes im zweiten Elemente sich um $di'$ ändert; im zweiten Falle $i i'\, dP$. Dies entspricht der negativ genommenen elementaren Arbeit.

Die Hypothesen von Hankel, Reynard und Moutier sind von vornherein durch die Annahme der Constanz der Energie in Uebereinstimmung mit diesem Princip.

1560 Eine vollständiger durchgeführte Aethertheorie der Elektricität hat Edlund entwickelt [1]).

Er hat versucht darzuthun, dass die elektrischen Phänomene mit Hülfe des Lichtäthers auf zufriedenstellende Weise erklärt werden können, ohne dass man deswegen dem Aether Eigenschaften beizulegen braucht, die in irgend einem Widerspruche zu den optischen Erscheinungen stehen. Hierbei ist angenommen, dass sich die Molecüle des Aethers nach dem Gesetze des umgekehrten Quadrates der Entfernung abstossen, dass der Aether von den materiellen Körpern angezogen wird, und zwar, wie man in der Optik annimmt, in verschiedenem Grade von verschiedenen Körpern; weiter, dass die Molecüle des Aethers beweglich sind und sich von einer Stelle nach einer anderen begeben können, nicht nur im leeren Raume, sondern auch in den materiellen Körpern; in letzterem Falle jedoch mit grösserer oder geringerer Leichtigkeit, je nach der verschiedenen Leitungsfähigkeit dieser Körper. In tropfbar flüssigen oder gasförmigen, nichtleitenden Körpern bewegen sich die Molecüle des Aethers zusammen mit den Partikeln derselben. Wird ein Molecül von allen Seiten gleich stark abgestossen, so befindet es sich natürlicher Weise in Ruhe. Innerhalb eines einfachen Molecüls $\mu$ von gewöhnlicher Materie giebt es offenbar keinen Aether, denn der von $\mu$ eingenommene Raum ist mit gewöhnlicher Materie angefüllt. Ein Aethermolecül, welches sich in der unmittelbaren Nähe eines solchen Molecüls $\mu$ befindet, wird folglich gegen dasselbe hingetrieben, indem die Repulsion von der Seite aus, auf welcher $\mu$ liegt, geringer ist, als von den anderen. Da ausserdem die materiellen Molecüle auf die Aethermolecüle eine Attraction ausüben, so muss das materielle Molecül $\mu$ sich aus diesen beiden Gründen mit einer verdichteten Aetherhülle bekleiden, und zwar bis zu einer solchen Dicke, dass die Repulsion derselben weniger der Attraction des materiellen Molecüls $\mu$ auf ein in der Nähe befindliches Aethermolecül $m$ ebenso gross ist, wie die Repulsion der umgebenden Aethermasse auf $m$ in entgegengesetzter Richtung. Das materielle Molecül $\mu$ mit seiner umgebenden Aetherhülle wirkt deshalb auf ein äusseres Aethermolecül $m$ ganz als wäre $\mu$ nicht vorhanden und der von ihm eingenommene Raum mit Aether von der normalen Dichtigkeit angefüllt.

Es möge jetzt in den freien Aether ein materieller Körper versenkt sein, welcher der gewöhnlichen Vorstellungsweise gemäss aus materiellen Molecülen mit leeren Räumen zwischen denselben besteht. Dann muss in letztere Aether einströmen, bis ein in der Nähe der Oberfläche dieses Körpers befindliches Aethermolecül von allen Seiten gleich stark ab-

[1]) Zum Theil nach einer gefälligen Originalmittheilung des Herrn Autors. Edlund, Archives des sciences phys. et nat. Nouv. Sér. 43, p. 209, 297, 1872*; Pogg. Ann. Ergänzungsbd. 6, p. 95, 241, 1873*; Théorie des phénomènes électriques Kongl. Svenska Vetenskaps-Akademiens Handlingar 12, Nr. 8; auch Pogg. Ann. 148, p. 421 (Widerstand, Ohm'sches Gesetz, Wärmewirkungen); 149, p. 87 (chemische Wirkungen).

gestossen wird und deshalb in Ruhe bleibt. Die Aethermasse im Körper mit Ausnahme derjenigen, welche die Anziehung der materiellen Molecüle gebunden hält, ist deshalb dann ebenso gross wie diejenige, welche, falls der Körper nicht da wäre, sich in dem von dem Körper eingenommenen Raume befinden würde. Wenn ein Körper die normale Menge Aether enthält, so ist er unelektrisch, enthält er davon mehr, so ist er positiv, und enthält er weniger, so ist er negativ elektrisch. Will man die Bewegung des einen von zwei elektrisirten Körpern in Folge ihrer Wechselwirkung berechnen, so ist zu beachten, dass sich der Körper nicht im leeren Raume, sondern im Aether bewegt, d. h. man hat hier das Archimedische Princip in Anwendung zu bringen. Ausserdem werden die Körper von dem ganzen umgebenden Aether beeinflusst. Ist also ein Körper $A$ in Ruhe und wirkt auf einen anderen Körper $B$, welche beide im unelektrischen Zustande die Aethermengen $a$ und $a_1$ enthalten, haben $A$ und $B$ einen Ueberschuss an Aether $b$ und $b_1$, so ist die Wirkung

1) der Aethermasse in $A$ auf dieselbe in $B$: $+ (a + b)(a_1 + b_1)/r^2$,

2) des Aethers im Raume ausserhalb $A$ auf den Aether in $B$: $- a(a_1 + b_1)/r^2$,

3) und 4) davon geht ab die Wirkung des Aethers in $A$ und des Aethers im Raume auf den von $B$ verdrängten Aether, welche beide bez. gleich $+ (a + b) a_1/r^2$ und $- a a_1/r^2$ sind. Die Summe giebt die Abstossung $+ b b_1/r^2$.

Der Ueberschuss der Gehalte $b$ und $b_1$ an Aether entspricht der positiv-elektrischen Ladung mit den Elektricitätsmengen $+ b$ und $+ b_1$. Sind $b$ und $b_1$ negativ, so folgt ebenso die Abstossung $b b_1/r^2$, und ist der eine Gehalt positiv, der andere aber negativ, so erhält man die Anziehung $- b b_1/r^2$.

In Analogie hiermit kann man leicht die Ladungsphänomene, die Influenzerscheinungen, die Ursache, warum sich die Elektricität an der Oberfläche des geladenen Körpers anhäuft u. s. w. erklären.

**1561** Der galvanische Strom besteht in der Bewegung des Aethers von einem Punkte zu einem anderen; die Stromstärke ist der Aethermenge proportional, welche in der Zeiteinheit durch einen Querschnitt der Leitungsbahn hindurchgeht. Die Aethermasse, welche sich in der geschlossenen Leitungsbahn nach Beginn des Stromes befindet, ist eben so gross wie vorher, als der Aether noch in Ruhe war. Die elektromotorische Kraft hat also nur die Aetherschwingungen zum Theil in eine translatorische Bewegung verwandelt, weshalb auch an der Stelle, an welcher die elektromotorische Kraft ihren Sitz hat, eine Abkühlung entsteht, was von der Erfahrung bestätigt wird. Wenn die Geschwindigkeit des Aethers zunimmt, wächst die Stärke des Stromes, ohne dass dabei die Dichtigkeit des in Bewegung befindlichen Aethers verändert würde. Hierbei muss man aber genau zwischen zwei verschiedenen Arten von Geschwindigkeiten unterscheiden, nämlich zwischen der von der Elasticität des Aethers

abhängigen, von der Stromstärke aber unabhängigen Geschwindigkeit, womit sich in der Aethermasse eine Bewegung von einer Stelle zu einer andern fortpflanzt, und derjenigen Geschwindigkeit, mit welcher sich ein Aethermolecül verschiebt. Die letztere ist von der Elasticität unabhängig, mit der Stromstärke aber proportional. In sehr schwachen Strömen dürfte diese Geschwindigkeit sich auf nicht mehr als einige Meter in der Secunde belaufen, während sie bei den stärkeren dagegen in derselben Zeit Tausende von Kilometern beträgt.

**1562** Den Widerstand definirt Edlund folgendermaassen:

Wenn ein Flüssigkeitsstrom hinter einander ein Rohr von einfachem und $n$ fachem Querschnitte durchfliesst, und ein hydrostatischer Gegendruck gegen die treibende Kraft wirkt, so ist der dadurch bewirkte Widerstand gegen die Geschwindigkeit des Fliessens nur durch die Grösse dieses Gegendruckes auf die Querschnittseinheit bedingt. Theilt sich analog ein Strom $i$, der durch einen Draht vom Querschnitte Eins fliesst, zwischen $n$ ebenso dicken Drähten, so ist in jedem derselben die Intensität $i/n$. Ebenso ist auch der Widerstand in letzteren zusammen, also entsprechend dem obigen der Gegendruck in jedem einzelnen Drahte $1/n$ des Widerstandes oder Gegendruckes in dem einfachen Drahte. Der galvanische Bewegungswiderstand $r$ ist also der Stromintensität $i$ proportional, ist daher gleich $r_0 i$ zu setzen, wo $r$ der Widerstand im Ohm'schen Sinne wäre.

Diese Ableitung unterscheidet sich von der §. 1117 gegebenen, wo der Widerstand als eine Reibung aufgefasst wurde, die bei der in der That stattfindenden Bewegung der Elektricitäten auftritt, während hier zunächst ein hydrostatisches Phänomen herbeigezogen wird.

In §. 1117 war unmittelbar klar, dass der „Reibungswiderstand" der Elektricität diesem Verhältniss folgen muss und sich dadurch die potentielle Energie der elektromotorischen Kraft $E$ in Arbeit umsetzt, sowie, dass der eigentliche Widerstand unabhängig von der Stromintensität dem Nenner der Ohm'schen Formel entspricht.

Nach Edlund's Vorstellung stellt dagegen die elektromotorische Kraft $E$ der Ohm'schen Formel die Bewegungsgrösse dar, welche z. B. beim Contact zweier Körper der durch die Contactfläche getriebenen Aethermasse auf der Einheit ihrer Oberfläche ertheilt wird. Hat die Contactfläche die Oberfläche $n$, so wäre die elektromotorische Kraft insgesammt $nE$.

Da bei $p$ facher Stromintensität die in der Zeiteinheit durch die Contactfläche hindurchgehende Aethermasse bei unveränderter Dichtigkeit zwar $p$ mal so gross ist, aber auch nur $1/p$ der Zeit der Wirkung der Kraft ausgesetzt ist, so bleibt hiernach die elektromotorische Kraft mit veränderter Stromintensität ungeändert $nE$. Ist $r_0$ der Widerstand [illegible] Ohm'schen Sinne, so wäre der Gegendruck auf der Oberfläche [illegible]ch $n.r_0.i$. Ist $L$ die Länge der ganzen Leitung, so wäre

$$L \frac{di}{dt} = nE - nr_0 i \text{ oder für } t = \infty \quad i = \frac{E}{r_0}$$

entsprechend dem Ohm'schen Gesetze.

Die elektromotorische Scheidungskraft wirkt dabei in einem offenen Kreise nach Nyström[1]) etwa wie eine Pumpe, welche den Aether auf der einen Seite verdünnt, auf der anderen verdichtet. In einem geschlossenen Kreise gleicht sich dieser Druckunterschied durch eine Strömung aus, wobei der Druck von der einen Seite der Stelle der elektromotorischen Kraft bis zur anderen Seite sich allmählich ändert.

Die in einem Leiterelemente von der Länge $l$ entwickelte Wärmemenge wäre, wenn $h$ die Geschwindigkeit des Aethers ist, entsprechend der Arbeit $r_0 i . h . l$. Ist $\delta$ die Masse des Aethers, welche sich in der Einheit des Volumens bewegt, der Querschnitt des Leiters $a$, so ist $i = a \delta h$, also die Arbeit gleich $r_0 i^2 l / \delta a$, wie es dem Joule'schen Gesetz entspricht[2]). 1563

Zur Erklärung der elektrolytischen Erscheinungen nimmt Edlund[3]) an, die Molecüle der verschiedenen Körper condensiren den Aether in verschiedenem Maasse auf ihrer Oberfläche; so z. B. die Chlor- und Wasserstoffmolecüle $m_{Cl}$ und $m_H$ die ungleichen Aethermengen $e_{Cl}$ und $e_H$, bis die Anziehungen zwischen den Molecülen und einem äusseren Aethermolecüle gleich sind der Abstossung des letzteren gegen den condensirten Aether auf den Molecülen. Vereinen sich $m_{Cl}$ und $m_H$ zu einem Molecül Chlorwasserstoff, so soll dieses Molecül die gesammte Aethermenge $e_{Cl} + e_H$ behalten, während in Folge der ungleichen Anziehung ein Theil derselben auf $m_H$ übergeht, wodurch $m_H$ positiv, $m_{Cl}$ negativ elektrisch in der Verbindung erscheint. Bewegt sich ein Aethertheilchen $m$ im Strome gegen das Chlorwasserstoffmolecül hin, ein anderes auf der entgegengesetzten Seite fort, so ist die Gesammtanziehung auf $m_1$ in jenem Molecül (vergl. die Formeln des §. 1569). 1564

$$-\frac{mm_1}{r^2}\left[\left(1 - av - \frac{1}{4}kv^2\right) - \left(1 + av - \frac{1}{4}kv^2\right)\right] = + \frac{2mm_1}{r^2} av,$$

---

[1]) Nyström, Les Mondes 48, p. 297, 1879*. — [2]) In Betreff der Betrachtung der Spannungsverhältnisse auf der Oberfläche der einen Strom führenden Leiter, der Gesetze der Stromverzweigung, der Wärmeentwickelung der Batterieentladung, der Dauer derselben und der oscillatorischen Entladung müssen wir auf die Originalabhandlung verweisen. Letztere soll entstehen, indem der von der positiven Belegung des Condensators zur negativen überströmende Aether eine Trägheit besitzt, sich in Folge dessen in der letzteren anstaut, zurückströmt u. s. f. Bisher hielt man für oscillatorische Entladungen die Erzeugung von Inductionswirkungen für nöthig, z. B. durch Einschaltung einer Inductionsspirale in den Schliessungskreis. Auch der Oeffnungsfunken soll in Folge der Trägheit des in Bewegung gesetzten Aethers entstehen, welcher bei kleiner Masse doch eine grosse Geschwindigkeit und lebendige Kraft besitzt. — [3]) Edlund, l. c. und Pogg. Ann. 149, p. 87, 1873*.

wo wegen der grossen Nähe der wirkenden Elektricitäten event. für $r^2$ eine höhere Potenz von $r$ zu setzen ist.

Die Kraft wirkt also in der Richtung des der positiven Elektricität entsprechenden Aetherstromes. Hierdurch wird $m_H$ mit seinem Ueberschuss von Aether nach der Seite des abfliessenden, $m_{Cl}$ nach der Seite des zufliessenden Aethers im Strome gewendet. Zugleich wird noch mehr Aether im Chlorwasserstoffmolecül von $m_{Cl}$ nach $m_H$ übergeführt, bis die äusseren Kräfte so gross sind, dass sich $m_{Cl}$ und $m_H$ trennen, um sich sodann mit den entgegenkommenden Atomen der benachbarten Chlorwasserstoffmolecüle wieder zu vereinigen u. s. f. Die Grösse der Zerlegungskraft, daher auch die Schnelligkeit der Zersetzung ist also $m_I v$, d. h. der Intensität des Stromes an jener Stelle des Elektrolyten proportional. Die Scheidungskräfte, welche sich in Folge der ungleichen Dichtigkeit des im Leiter oder auf seiner Oberfläche ruhenden Aethers zu den eben betrachteten addiren, sind zu vernachlässigen.

Da schon sehr schwache Ströme die Elektrolyte zersetzen, so muss angenommen werden, dass die Aethermolecüle in denselben von dem einen Bestandtheile zum anderen mit grosser Leichtigkeit durch die äusseren Anziehungen übergeführt werden.

1565 Die Diaphragmenströme von Quincke sollen eine Folge des Gegendruckes sein, den ein Leiter dem im galvanischen Strome hindurchfliessenden Aether entgegensetzt und welcher der Differenz der Geschwindigkeiten $v$ des Aethers und der Körpermolecüle $v_1$, also $v - v_1$ proportional ist. In Folge der Gleichheit der Wirkung und Gegenwirkung muss also, wenn die Körpermolecüle mit der Geschwindigkeit $v_1$ bewegt werden, ein Druck auf den Aether in derselben Richtung stattfinden, welcher ihm eine Geschwindigkeit ertheilt, die kleiner als $v_1$ ist.

Nach den bisher angestellten Versuchen dürften die Diaphragmenströme aber auf einer elektromotorischen Erregung zwischen den festen Wänden und der Flüssigkeit beruhen, welche bei der Bewegung die in ihr vertheilte Elektricität mit sich führt.

1566 Das eigenthümliche Verhalten der Gase gegenüber dem galvanischen Strome erklärt Edlund[1]) durch den nach der unitarischen Ansicht dem Widerstande entsprechenden Druck $k$, welchen der Leiter auf der Einheit des Querschnitts gegen die Fortpflanzung des Stromes ausübt und der in einer Gassäule vom Querschnitt $a$ gleich $ka$ ist (während er bei der Stromintensität $i$ in festen oder tropfbar flüssigen Körpern gleich $ki$ ist). Ist $h$ die vom Strome in der Zeiteinheit zurückgelegte Weglänge, $\delta$ eine Constante, so ist $i = \delta a h$, also $kha = ki/\delta$ die vom Strome in der Zeiteinheit verrichtete Arbeit, welche der Wärmeerzeugung entspricht. Dieselbe ist also der Stromstärke proportional

[1]) Edlund, Wied. Ann. **15**, p. 165, 1882*.

und vom Querschnitt des Rohres unabhängig; demnach ist auch der Widerstand von letzterem unabhängig.

Bei den Gasen würde demnach der Widerstand $R$ der Gassäule in dem Ohm'schen Gesetz $i = (E - R)/r$ im Zähler stehen und etwa wie eine Polarisation wirken, welche von einer grösseren elektromotorischen Kraft $E$ überwunden werden muss, damit ein Strom $i$ entstehen kann.

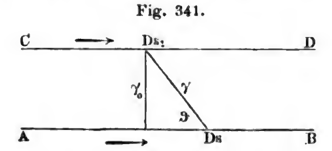
1567 Um die elektrodynamischen Erscheinungen abzuleiten, nimmt ferner Edlund, ganz ähnlich wie C. Neumann, an, dass die einer Entfernung $r + \Delta r$ entsprechende Abstossung $mm_1/(r + \Delta r)^2$ zweier Aethertheilchen sich bei ihrer constanten Bewegung gegen einander bis zu einem Abstande $r$ nicht gleichzeitig bis auf $mm_1/r^2$ ändere, sondern hierzu eine grössere Zeit erforderlich sei, als die Zeit ihrer Bewegung ist. Die Abstossung im Abstande $r$ ist dann von der constanten Bewegungsgeschwindigkeit $v$ abhängig und kann durch $mm_1/r^2 . [1 + \varphi(dr/dt)]$ dargestellt werden, wo $\varphi$ für $dr/dt = 0$ verschwindet und für negative Werthe von $dr/dt$ negativ wird. Das Umgekehrte würde bei der constanten Bewegung der Theilchen aus der Entfernung $r - \Delta r$ zur Entfernung $r$ von einander fort eintreten. In diesem Falle erhält man denselben Ausdruck, $\varphi$ wird aber positiv, weil $dr/dt$ positiv ist. Aendert sich die Geschwindigkeit, so kann auch hierdurch, wie Edlund gezeigt, eine Aenderung der Abstossung der Aethertheilchen eintreten, die aber zugleich von der Grösse der Abstossung, d. h. indirect von $r$ abhängen kann. Hiernach ist die Wirkung des bewegten Aethertheilchens auf das ruhende:

$$\frac{mm_1}{r^2}\left[1 + \varphi\left(\frac{dr}{dt}\right) + \psi\left(r, \frac{d^2 r}{dt^2}\right)\right].$$

Entsprechend der Ableitung dieser Formel ist sie auch für den Fall gültig, wo die beiden Aethertheilchen in Bewegung sind. $dr/dt$ repräsentirt dann die Summe der relativen Bewegungen und $d^2 r/dt^2$ die Summe ihrer Veränderungen.

1568 Um die Functionsformen $\varphi$ und $\psi$ zu bestimmen, kann man auf folgende Weise verfahren. Angenommen, dass in den parallelen Leitungsbahnen $AB$ und $CD$, von denen $AB$ unbeweglich, $CD$ aber beweglich

Fig. 341.




ist, die Aethermolecüle $m$ und $m_1$ sich in den Bahnelementen $Ds$ und $Ds_1$ in gleicher Richtung und mit der gleichen Geschwindigkeit $v$ bewegen, so ist, da der Abstand $r$ zwischen ihnen unverändert bleibt, 1) die Ab-

stossung zwischen ihnen ebenso gross, wie wenn sie sich in Ruhe befänden, oder $mm_1/r^2$. Die Einwirkung der umgebenden Aethermasse, mit Ausnahme von $m$ auf $m_1$, muss, mit umgekehrtem Zeichen genommen, offenbar der Einwirkung auf $m_1$ von $m$ als stillstehend betrachtet, gleich sein. Wird $m$ als stillstehend betrachtet, so nähert sich ihm $m_1$. Ist der Winkel zwischen $AB$ und der Verbindungslinie zwischen $Ds$ und $Ds_1$ gleich $\vartheta$, so ist $dr/dt = v\cos\vartheta$ und $d^2r/dt^2 = v^2r^{-1}(1-\cos^2\vartheta)$. 2) Die ganze Einwirkung der umgebenden Aethermasse auf $m_1$ ist folglich

$$-\frac{mm_1}{r^2}\left[1+\varphi\,(v\cos\vartheta)+\psi\left(r,\frac{v^2}{r}(1-\cos^2\vartheta)\right)\right].$$

Die Summe dieser beiden Werthe

$$-\frac{mm_1}{r^2}\left[\varphi\,(v\cos\vartheta)+\psi\left(r,\frac{v^2}{r}(1-\cos^2\vartheta)\right)\right]$$

bezeichnet die ganze Einwirkung auf das in Bewegung befindliche Aethermolecül $m_1$. Will man nun die Bewegung berechnen, welche das Bahnelement $Ds_1$ hierdurch erhält, so muss man in Betracht ziehen, dass $Ds_1$ sich nicht im leeren Raume, sondern im Aether bewegt und dass die Aethermenge $m_1$ von ihm verdrängt wird. Die Einwirkung von $m$ auf die in Ruhe befindliche Aethermenge $m_1$ ist, indem $m$ sich von ihr entfernt, 3)

$$\frac{mm_1}{r^2}\left[1+\varphi\,(-v\cos\vartheta)+\psi\left(r,\frac{v^2}{r}(1-\cos^2\vartheta)\right)\right].$$

Die ganze Einwirkung der übrigen Aethermasse auf $m_1$ ist dagegen 4) $-mm_1/r^2$. Wird nun die Summe der beiden letzteren Werthe von der der erstgenannten subtrahirt, so erhält man

$$-\frac{mm_1}{r^2}\left[\varphi\,(v\cos\vartheta)+\varphi\,(-v\cos\vartheta)+2\,\psi\left(r,\frac{v^2}{r}(1-\cos^2\vartheta)\right)\right] \quad 1)$$

als Ausdruck für die Kraft, die das Element $Ds_1$ zu bewegen strebt. Wird diese Formel mit Ampère's empirischer Formel verglichen, so kann man die Functionsformen $\varphi$ und $\psi$ bestimmen.

Fliessen in den Elementen $Ds$ und $Ds_1$ Ströme von der Intensität $i$ und $i_1$, so ist die Anziehung nach Ampère gleich

$$-\frac{k\,i\,i_1\,Ds\,Ds_1}{r^2}\left(1-\frac{3}{2}\cos^2\vartheta\right).$$

Die Werthe $iDs$ und $i_1Ds_1$ sind aber gleich $mv$ und $m_1v$. Werden diese Werthe in die letzte Formel eingeführt und macht man $\vartheta = 90^0$, so folgt $\varphi = 0$ und $2\,\psi\,(r_0,\ v^2/r_0) = kv^2$. Hiernach setzt Edlund (da die Gleichung für jeden Werth von $r_0$ und $v$ gilt) auch $2\,\psi\,[r,\ v^2r^{-1}(1-\cos^2\vartheta)] = kv^2(1-\cos^2\vartheta)$. Wird $\vartheta = 0$ gesetzt, so dass die Elemente in einer geraden Linie liegen, so wird, weil in diesem Falle $\psi\,(r) = 0$ wird, $\varphi\,(\pm v\cos\vartheta)+\varphi\,(-v\cos\vartheta) = {}^1/_2\,kv^2\cos^2\vartheta$. Die Function $\varphi\,(+v\cos\vartheta)$ muss aber nach dem Obigen immer negativ und $\varphi\,(-v\cos\vartheta)$ positiv sein

Entwickelt man daher $\varphi(\mp v\cos\vartheta)$ in eine Reihe und schneidet mit dem zweiten Gliede ab, so kann man hiernach setzen, wenn $a = const$:

$$\varphi(\mp v\cos\vartheta) = \mp a v\cos\vartheta - \frac{1}{4} k v^2 \cos^2\vartheta.$$

Auch wenn die Geschwindigkeiten $v$ und $v_1$ verschieden sind oder die Elektricitäten $m$ und $m_1$ sich in entgegengesetzter Richtung bewegen, so wie auch, wenn die Stromelemente $Ds$ und $Ds_1$ einen beliebigen Winkel im Raume mit einander machen, stimmen die Formeln mit den Ampère'schen Resultaten überein.

**1569** In einer ähnlichen Weise entwickelt Edlund die Inductionsgesetze, indem er annimmt, dass, wenn ein Strom an einer Stelle entsteht, die Gleichgewichtslagen der elektrischen Molecüle im Raume sowohl, wie in einem benachbarten geschlossenen Leiter geändert werden und so während dieser Aenderung ein Inductionsstrom entsteht.

Ist $m_1$ ein ruhendes Theilchen des überall gleichmässig vertheilten Elektricitätsäthers in dem Leiterelemente $Ds_1$ und wird in seiner Nähe ein anderes Element $Ds$, welches den Aether $m$ enthält, in einer Richtung bewegt, die mit der Verbindungslinie $r$ den Winkel $\vartheta$ macht, so tritt dadurch eine Abstossung ein, deren Ausdruck ist:

$$+\frac{m m_1}{r^2}\left[1 - a v\cos\vartheta + \frac{1}{2} k v^2 \left(1 - \frac{3}{2}\cos^2\vartheta\right)\right].$$

Die Einwirkung auf $m_1$ von der ganzen umgebenden Aethermasse mit Ausnahme von $m$ wird $- m m_1/r^2$. Der Rest der Wirkung ist also für den ersten Moment der Bewegung und zwar in der Richtung der Verbindungslinie:

$$-\frac{m m_1}{r^2}\left[a v\cos\vartheta - \frac{1}{2} k v^2 \left(1 - \frac{3}{2}\cos^2\vartheta\right)\right].$$

**1570** Setzen wir, wie oben $m . v = i Ds$, ist $\mu_1$ die in der Raumeinheit von $Ds_1$ enthaltene Aethermenge, also $m_1 = \mu_1 Ds_1$, multipliciren wir endlich obige Formel mit $\cos\vartheta_1$, wo $\vartheta_1$ der Winkel zwischen dem inducirten Element und $r$ ist, und dividiren mit $\mu$, so erhalten wir die in der Richtung von $Ds_1$ inducirte, die Einheit des Elektricitätsäthers beschleunigende elektromotorische Kraft:

$$-\frac{i}{r^2}\left[a\cos\vartheta - \frac{1}{2} k v \left(1 - \frac{3}{2}\cos^2\vartheta\right)\right]\cos\vartheta_1 Ds Ds_1.$$

Bei der Integration verschwindet das Glied $k v i / 2 r^2 . \cos\vartheta_1 Ds Ds_1$, so dass die endliche Formel für die inducirte elektromotorische Kraft

$$-\frac{i}{r^2}\left(a\cos\vartheta + \frac{3}{4} k v\cos^2\vartheta\right)\cos\vartheta_1 Ds Ds_1$$

ist. Da indess die Induction nicht mit dem ersten Augenblicke abge-





schlossen ist, sondern eine längere Zeit mit abnehmender Stärke andauert, indem die Molecüle des Aethers im Leiter und im Raume nur allmählich ihre Gleichgewichtszustände erreichen, so muss obiger Werth noch mit einer Function $F(r)$ multiplicirt werden.

Da nach W. Weber $1/\sqrt{k} = 440 . 10^6$ m/sec, $v$ nach den Versuchen von Fizeau und Gounelle (die indess doch nur die Ladungszeit der Leiter, nicht die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektricität angeben) höchstens $180 . 10^6$ m/sec ist, so soll nach Edlund das zweite Glied in der Formel gegen das erste zu vernachlässigen sein. Dasselbe fällt stets fort, wenn der inducirende und inducirte Kreis geschlossen sind und beide durch dieselbe Ebene in zwei symmetrische Hälften getheilt werden können, und man nun die gesammte Inductionswirkung des einen auf den anderen berechnet.

1571 Aus den Versuchen von Felici (Bd. IV, §. 30 u. f.) leitet endlich Edlund ab, dass $F(r) = const. r$ ist, so dass die endliche Formel für die inducirte elektromotorische Kraft unter den soeben angegebenen Bedingungen wird:

$$E = - \, const \, i \int \frac{1}{r} \cos \vartheta \cos \vartheta_1 \, Ds \, Ds_1.$$

Diese Formel ist von Sundell[1]) experimentell geprüft worden, indem er zwei grössere oder zwei kleinere Holzscheiben von resp. im Mittel 21,7 und 7,1 cm Durchmesser, in deren vertieften Rand Windungen gewickelt waren, zunächst conaxial einander gegenüberstellte und durch einen Commutator bewirkte, dass beim Durchleiten des Stromes durch die eine Drahtrolle in der anderen nur die Oeffnungsströme zu Stande kamen. Es wurden je 80 solcher Ströme inducirt und durch ein Weber'sches Galvanometer geleitet. Bei Ausführung der Integration erhält man die Intensität des inducirten Stromes:

$$I = const \; 4 \pi R^2 i l m n \int_{-R}^{+R} \frac{\sqrt{R^2 - y^2}}{(R^2 + R_1^2 + z^2 + 2 R y)^{3/2}} Ds,$$

wo $l$ das Leitungsvermögen des inducirten Kreises, $R$ und $R_1$, sowie $m$ und $n$ die Radien und Windungszahlen des inducirten und inducirenden Kreises bezeichnen, $z$ der Abstand ihrer Centren ist.

Die Beobachtung stimmte gut mit der Rechnung überein. Es war z. B.:

| $z$ | 1,5 | 15 | 25 | 40 cm |
|---|---|---|---|---|
| $I$ beob. | 176,0 | 93,3 | 46,8 | 17,9 |
| $I$ ber. | 176,7 | 93,4 | 46,6 | 18,1 |

---

[1]) Sundell, Oefversigt af Kongl. Vetenskaps-Akadem. förhandl. 1872, Nr. 2, 63*.

Werden ferner die Kreise so gestellt, dass die Ebene des einen die des anderen halbirt, und die Ebenen beider Kreise auf einander senkrecht stehen, so sollte der Einfluss des zweiten Gliedes der im vorigen Paragraphen entwickelten Formel hervortreten, wenn man dem inducirenden Strome abwechselnd entgegengesetzte Richtung giebt. Dabei wechselt das erste Glied der obigen Formel sein Zeichen, das zweite bleibt unverändert. Die halbe Summe der beide Male beobachteten Ausschläge des Galvanometers sollte also dem letzteren entsprechen. Indess ergiebt sich dasselbe so klein, dass eine Prüfung der Richtigkeit der Formel in dieser Art unmöglich erscheint.

**1572** Zur Erklärung der unipolaren Induction stellt Edlund folgende Betrachtungen an [1]).

Befindet sich in einem senkrechten hohlen Metallcylinder ein Eisencylinder und wird letzterer magnetisch gemacht, so entstehen in ersterem horizontal verlaufende Inductionsströme, indem die freien Aetherschichten aus den Gleichgewichtslagen vor der Magnetisirung fortgeführt werden. Zugleich werden die um die Molecüle gelagerten gebundenen Aetherschichten fortgeführt, welche dadurch auf den gegen den Aetherstrom gewandten Seiten derselben dichter werden, die freien sich bewegenden Aethermolecüle abstossen, und ihre Geschwindigkeit allmählich auf Null vermindern. Bei Entfernung der inducirenden Wirkung kehren sie durch die Repulsion in ihre frühere Gleichgewichtslage zurück; es entsteht ein entgegengerichteter Inductionsstrom.

Ist der Nordpol des Magnetes nach oben gerichtet und wird der Metallcylinder entgegen der Bewegung der Zeiger der Uhr um den Magnet mit der constanten Winkelgeschwindigkeit $\omega$ gedreht, so müssen die freien Aethermolecüle des Metallcylinders, welche in der oben erwähnten Weise gehindert wurden, sich selbst zu bewegen, mit den Molecülen des Cylinders rotiren. Sie erzeugen einen Strom in der oben angegebenen Richtung. Dieser Strom sucht sich, wie ein in gleicher Richtung vom Strome durchflossener Drahtring, der Indifferenzebene des Magnetes mit einer $M\omega$ proportionalen Kraft zu nähern, wo $M$ das Moment des Magnetes ist. Die Dichtigkeit des freien Aethers nimmt also von den Polen zur Indifferenzebene zu, und so entsteht bei Verbindung des Poles und der letzteren ein Strom von der Mittelebene zu den Polen.

Ein Solenoid verhält sich dabei wie ein Magnet.

Die übrigen Inductionsfälle ergeben sich in gleicher Weise.

**1573** Gegen die Theorie von Edlund sind mehrfache Einwände erhoben worden, so z. B. dass der leere Raum nicht leite, während doch die Elek-

[1]) Edlund, Wied. Ann. **2**, p. 347, 1877*; s. auch Pogg. Ann. **156**, p. 590, 1875*; auch K. Svenska Vetensk. Akad. Handl. **16**, Nr. 1, p. 1, 1878*; Beibl. **2**, p. 661*; Bihang till Svenska Vetensk. Akad. Handl. **5**, p. 1, 1879*; Beibl. **3**, p. 755*.

tricitätsbewegung durch den auch in ihm vorhandenen Lichtäther vermittelt werde [1]). Dieser Einwand wird bis zu einem gewissen Grade von Edlund widerlegt, wonach der grosse Widerstand der sehr verdünnten Räume wesentlich auf dem Uebergang der Elektricität von den metallischen Elektroden in dieselben beruht.

**1574** Sodann hat Chwolson [2]) gegen die Formel Edlund's in Betreff der Fernewirkung der bewegten Aethertheilchen Bedenken erhoben, indess hatte Edlund schon früher geltend gemacht, dass dieselbe kein allgemeines Naturgesetz darstellen sollte, sondern nur ein in weiten Grenzen anwendbarer Ausdruck wäre, ebenso wie die Ampère'sche Formel, welche er zur Feststellung der Constanten hinzugezogen hatte, auf die also eine Kritik im ersten Sinne nicht anzuwenden wäre.

Auch hat sich Chwolson u. A. dagegen gewendet, dass, wenn nach Edlund eine gewisse Zeit zur Entwickelung und zum Verschwinden der Abstossung erforderlich wäre, die von ihm postulirte Verringerung der Anziehung ruhender elektrischer Molecüle bei ihrer Annäherung an einander und die Verstärkung derselben bei der Entfernung nicht statthaben könnte. Edlund vergleicht dieses Verhalten mit dem analogen eines Eisenkernes, welcher einem Magneten genähert wird, wo auch zur Aenderung der Anziehung eine bestimmte Zeit erforderlich wäre. Dieselbe ist indess doch nur secundär durch die Inductionsströme in der Eisenmasse bedingt.

Ferner hat Chwolson [3]) gegen die Formel der Fernewirkung der bewegten Aethertheilchen Bedenken ausgesprochen. Er meint namentlich, dass bei dem Ausdruck derselben in der Form $- m m_1 r^{-2} f(h)$, wo $f(h) < 1$ ist, bei gegebenem $h$ der Kraftverlust stets der gleiche aliquote Theil der ganzen Kraft der ruhenden Theilchen sei; die Kraft müsse vielmehr durch $m m_1 [r^{-2} + f(r, h)]$ dargestellt werden, wo $f$ für negative $h$ auch negativ sei. Sodann setze Edlund die bei der Annäherung verkleinerte Kraft gleich $- m m_1 / r^2 . [1 + \varphi(h)]$, die bei der Entfernung vergrösserte gleich $- m m_1 / r^2 . [1 + \varphi(-h)]$, wo $\varphi(h) = a h - \frac{1}{4} k h^2$, $\varphi(-h) = - a h - \frac{1}{4} k h^2$ ist. Letzterer Werth ist also absolut grösser als ersterer. Werde also ein Theilchen oftmals auf demselben Wege hin und her bewegt, so trete bei Rückkehr in die Anfangslage eine Arbeitsleistung aus nichts hervor. Der Werth $\varphi(-h)$ wächst mit wachsendem $h$ beständig, der Werth $\varphi(+h)$ erreicht für $h = 2a/k$ ein Maximum $a^2/k$ und wird für $h = 4a/k$ gleich Null und dann mit wachsendem $h$ negativ. Bei einer gewissen Geschwindigkeit der Annäherung wäre also die Kraft ebenso gross wie bei der Ruhe

[1]) Baumgarten, Pogg. Ann. **154**, p. 305, 1875*. — [2]) Siehe Chwolson, Pogg. Ann. Ergänzungsband **8**, p. 140, 1876*, Ergänzungsband **8**, p. 478, 1877; auch Herwig, Pogg. Ann. **150**, p. 623, 1873*. Dagegen Edlund, Pogg. Ann. **151**, p. 133, **152**, p. 643, **153**, p. 612, 1874*. — [3]) Chwolson, Pogg. Ann. Ergänzungsband **8**, p. 140, 1876*.

Ich selbst hatte darauf aufmerksam gemacht, dass nach Edlund's Theorie Aenderungen der Dichtigkeit des gegen die körperlichen Massen so bedeutend dünneren Aethers bedeutende Aenderungen der Abstossung in die Ferne hervorrufen können, worauf Edlund[1]) erwidert, dass die Abstossung der Aethertheilchen nicht nur von der Entfernung abhänge, sondern auch eine Function von der relativen Geschwindigkeit und Beschleunigung der Aethermolecüle sei. Auch könne die Abstossung auf einer Fortpflanzung von Molecül zu Molecül beruhen. 1575

Nach Roiti müsste, wenn der Strom in der von Edlund angenommenen Art durch eine Aetherbewegung zu Stande käme, der Durchgang des Lichtes durch leitende Körper vom Strome geändert werden. 1576

Indess ändern sich die Diffractionserscheinungen nicht, wenn das Licht durch zwei Spalten geleitet wird, und vor dieselben zwei Glaströge mit verdünnter Schwefelsäure gestellt werden, deren einer elektrisirt wird (die Aenderung des Brechungsverhältnisses müsste hierbei weniger als $^1/_{1000000}$ betragen); ebensowenig, wenn das Licht zur einen Spalte über die Oberfläche einer geladenen Franklin'schen Tafel hingeführt wird[2]). — Wurden bei dem Diffractionsversuch die Tröge mit Zinkvitriollösung gefüllt und wurde ein Strom in der einen oder der anderen Richtung hindurchgeleitet, so konnte ebensowenig eine Einwirkung wahrgenommen werden[3]).

Ein eben solches negatives Resultat hat Lecher[4]) bei Anwendung von Lösung von salpetersaurem Silber zwischen Silberelektroden erhalten.

Ebensowenig wird nach Lecher ein Lichtstrahl direct durch magnetische Einflüsse geändert. Wurde ein polarisirter Lichtstrahl durch den Hohlraum einer kräftigen Inductionsspirale geleitet, durch welche mittelst einer Stimmgabel ein oft unterbrochener Strom geleitet wurde, und durchsetzte der Strahl dann eine zweite, mit einem Telephon verbundene, von der ersten hinlänglich entfernte Inductionsspirale, so tönte das Telephon doch nicht.

Edlund[5]) bemerkt dagegen, dass die Geschwindigkeit der Aetherbewegung durch den Strom mit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Lichtschwingungen in demselben nicht in directem Zusammenhang stehe, ähnlich wie die Schnelligkeit des Einschiebens eines Stempels in ein mit Luft erfülltes Rohr nichts mit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in letzterem zu thun habe.

---

[1]) Edlund, Pogg. Ann. **153**, p. 612, 1874*. — [2]) Wild, Pogg. Ann. **124**, p. 517, 1855*. — [3]) Roiti, Pogg. Ann. **150**, p. 164, 1873*. — [4]) Lecher, Rep. d. Phys. **20**, p. 151, 1884*; Beibl. **8**, p. 665*. — [5]) Edlund, Pogg. Ann. **151**, p. 133, 1873*. Weitere Einwände siehe Herwig, Pogg. Ann. **150**, p. 623, 1873* und dagegen Edlund, Pogg. Ann. **152**, p. 643, 1874* und auch Hoorweg, Maandblad van Natuurwetenschappen **6**, Nr. 8, p. 124.



1577 Auch Lorenz[1]) bezieht die elektrischen Erscheinungen auf Bewegungen des Lichtäthers und vergleicht zunächst die Induction von Strömen in geschlossenen Leitern durch veränderliche Ströme mit Lichtschwingungen, welche in ähnlicher Weise parallele Schwingungen induciren.

Er betrachtet die Kirchhoff'schen Gleichungen (§. 1475 Gleich. 3) und 4) als erste Glieder einer Reihenentwickelung, indem er in der Gleichung für $\Omega$ daselbst $\varepsilon'$ und $e'$ durch $\varepsilon'(t - r/a)$ und $e'(t - r/a)$ ersetzt, wo $a$ eine Constante ist, wodurch die Function $\Omega$ in eine neue $\overline{\Omega}$ übergeht, und ebenso die Werthe $U\,V\,W$ nunmehr als Functionen der Zeit gleich $u'(1 - r/a)$ u. s. f. gesetzt werden. Dann ist in die obigen Gleichungen die Bedingung eingeführt, dass die von den Elektricitäten und elektrischen Strömen ausgehende Wirkung zur Fortpflanzung Zeit braucht, indem die Wirkung im Punkte $x\,y\,z$ im Moment $t$ nicht dem gleichzeitigen Zustand in einem Punkte $x', y', z'$ entspricht, sondern dem, wie er im Moment $t - r/a$ war. Für $a = \infty$ gehen die Gleichungen in die früheren über. Aus denselben ergiebt sich, dass periodische elektrische Schwingungen sich senkrecht gegen ihre Schwingungsrichtung mit einer bestimmten Geschwindigkeit $a$, ähnlich wie die des Lichtes, fortpflanzen können, und zwar, wenn die elektrische Leitungsfähigkeit sehr klein ist, mit der Lichtgeschwindigkeit. Führt man die neuen Werthe in die Gleichungen 5) und 6) von Kirchhoff ein und dann in die Werthe $\Omega$, so erhält man Gleichungen von der Form

$$\frac{d}{dy}\left(\frac{du}{dy} - \frac{dv}{dx}\right) - \frac{d}{dz}\left(\frac{dw}{dx} - \frac{du}{dz}\right) = \frac{1}{a^2}\frac{d^2u}{dt^2} + \frac{16\pi\varkappa}{a^2}\frac{du}{dt},$$

welche bis auf das letzte Glied mit den für die Lichtcomponenten von Lorenz[2]) gefundenen Gleichungen übereinstimmen und nur transversale Schwingungen zulassen. Das letzte Glied deutet eine der Leitungsfähigkeit entsprechende Absorption an. In der That wird in den gut leitenden Körpern das Licht in hohem Grade absorbirt; und umgekehrt leiten durchsichtige Körper sehr schlecht. Auch folgt daraus, dass im Gegensatz zu Kirchhoff's Annahme im Inneren eines Leiters von constanter Leitungsfähigkeit ein Auftreten von freier Elektricität nicht möglich ist.

Umgekehrt entwickelt Lorenz auch aus den Gleichungen für die Lichtbewegung die Gesetze der elektrischen Ströme.

Im Strome kann die Elektricitätsbewegung hiernach nicht in einer fortschreitenden Bewegung des Aethers bestehen, da diese mit den Lichtschwingungen nicht übereinstimmt. Lorenz nimmt deshalb an, — wie auch nach Hankel — sie bestehe aus circularen Aetherschwingungen um Axen, welche der Stromesrichtung parallel sind, in guten

---

[1]) Lorenz, Pogg. Ann. **131**, p. 243, 1867*. — [2]) Lorenz, Pogg. Ann. **118**, p. 111, 1863*, **121**, p. 579, 1864*.

Leitern andauern und sich in jener Richtung fortpflanzen, während sie in schlechten Leitern periodisch sind und sich in Richtungen senkrecht gegen die Rotationsaxe fortpflanzen.

1578 In weiterer Ausführung und auf specielleren Anschauungen über die Art der Fortpflanzung der elektrischen (und magnetischen) Wirkungen in einem Zwischenmedium basirend, hat Maxwell[1]) in Anschluss an die §. 1542 u. f. erwähnten Vorstellungen von Faraday diese Erscheinungen betrachtet und eine vollständige mathematische Theorie derselben entwickelt.

Hiernach soll das Zwischenmedium zwischen den auf einander wirkenden Körpern sich, ähnlich wie ein gespanntes Seil oder wie ein zusammengepresster Stab, in einem Zustande mechanischer elektrischer Spannung befinden.

Wirkt eine Scheidungskraft auf ein Dielektricum, so bedingt sie die Polarisation seiner Elemente, welche mit dem Verschwinden der Scheidungskraft ebenfalls aufhört. Diese Polarisation besteht in einer elektrischen Verschiebung in dem Element in der Richtung der Scheidungskraft und zwar soll dieselbe proportional der Aenderung der letzteren sich gleichfalls ändern. Die Grösse der elektrischen Verschiebung wird durch die die Einheit der Fläche durchströmende Elektricitätsmenge gemessen, während erstere von Null bis zu ihrem wirklichen Werthe wächst.

Das Verhältniss der Scheidungskraft zu der entsprechenden Verschiebung bezeichnet Maxwell mit dem Namen Coefficient der elektrischen Elasticität in dem Medium. Es ist in verschiedenen Medien verschieden.

Die Aenderungen der elektrischen Verschiebung bedingen einen während derselben andauernden Strom, welcher indess nur bis zu einer bestimmten Grösse anwachsen kann, da, wenn die elektrische Verschiebung eine gewisse Grösse überschreitet, diruptive Entladungen eintreten.

In den Leitern entsteht dagegen durch die elektrischen Verschiebungen ein beliebig anwachsender Strom.

1579 Ist eine Kugel $O$ gleichförmig auf ihrer Oberfläche mit der Elektricitätsmenge $e$ beladen und wirkt sie auf einen von ihr in der Entfernung $r$ belegenen Punkt $P$ eines dielektrischen Mediums, so ist die elektrische Verschiebung in $P$ proportional $e/r^2$ und die Gesammtverschiebung $E$ auf einer durch $P$ concentrisch mit $O$ gelegten Kugelfläche gleich $E = 4\, r^2 \pi\, .\, e/r^2 = 4 \pi e$. $E$ ist also vom Radius unabhängig.

Um die Beziehung zwischen der Ladung $e$ der Oberfläche von Kugel $O$ und der Verschiebung $E$ auf derselben zu entwickeln, sei zwischen zwei zu $O$ concentrischen ausser $O$ gelegenen Kugelflächen, auf denen

[1]) Maxwell, Treatise on Electr. 2 ed., 1, p. 59* u. a. a. O.



die Potentiale $V_1$ und $V_2$ sind, die elektrische Verschiebung $E$ um $\delta E$ vermehrt. Dann ist die hierzu verbrauchte Arbeit $(V_1 - V_2)\,\delta E$. Fällt die eine Kugelfläche mit der Oberfläche von $O$ zusammen, wo das Potential gleich $V_1 = V$ sei, liegt die andere in unendlicher Entfernung, wo $V_2 = 0$ ist, so wird die Arbeit in dem $O$ umgebenden Medium $V\delta E$.

Nach der gewöhnlichen Vorstellung ist bei Steigerung der Ladung um $\delta e$ die Arbeit gleich $V\delta e$, welche also auf die Vermehrung der elektrischen Verschiebung verwendet wird. Somit ist $\delta e = \delta E$ und, da beide gleichzeitig verschwinden, $e = E$.

Die Verschiebung in irgend einer, der geladenen Kugelschale concentrischen Kugelfläche ist also gleich der Ladung der Kugel [1]).

1580 Um diese Vorstellungen anschaulich zu machen, stellt Lodge [2]) den Elektricitätsstrom durch ein Seil dar, welches über zwei Rollen $A$, $B$ geht, die an der Mitte der kurzen Seiten eines rechteckigen Rahmens befestigt sind. Das Seil schliesst sich sodann in sich selbst, indem es über zwei andere ausserhalb des Rahmens neben den ersten befindliche Rollen geht. Eine der äusseren Rollen kann durch eine seitliche Schraube $S$ gebremst werden, was der Einführung eines unendlichen Widerstandes entspricht; um die andere ist ausserdem eine Schnur mit einem Gewicht $G$ gewunden, wodurch das Seil in Bewegung gesetzt wird. Das Gewicht entspricht einer elektromotorischen Kraft. Zwischen den Rollen $A$ und $B$ sind auf das Seil durchbohrte Perlen, welche die Molecüle darstellen, geschoben, die durch transversale, an dem Rahmen beiderseits befestigte elastische Fäden in ihrer Lage festgehalten werden.

Reiben sich die Perlen stark am Seil, sind die elastischen Fäden schwach gespannt, und wird das Seil durch ein Gewicht $W$ erst vorwärts bewegt und bleibt dann in dieser Stellung, so verbleiben die mit dem Seil verschobenen Perlen in ihren neuen Lagen; der Zustand entspricht dem einer geladenen Leydener Flasche, die Spannung des Seils durch die gedehnten Fäden der Polarisation des Dielektricums, wobei vorausgesetzt wird, dass die Ansammlung der Elektricität nach einer Seite an Stelle der Trennung beider Elektricitäten gesetzt ist. Wird das Gewicht $W$ entfernt und Schraube $S$ plötzlich gelöst, so kehrt das Seil durch den Zug der Fäden nach einigen Schwingungen in seine Ruhelage zurück. Dieser Vorgang entspricht der oscillatorischen Entladung der Flasche. — Gleiten die Perlen in Folge des Zuges bei geringerer Reibung am Seil

---

[1]) Auf ähnliche Vorstellungen wie Maxwell ist unabhängig davon Ermacora gekommen. Er nimmt dabei im Gegensatz zu Maxwell ein Eindringen der Elektricität in die Dielektrica, eine Absorption der Elektricität oder eine absolute Ladung der Materie an, welche Maxwell für unmöglich hält, dagegen keine Spannung in der Richtung der Kraftlinien, sondern Drucke im umgebenden Medium. Die Consequenzen für die Elektrostatik werden in elementarer Weise in dem Werke: Sopra un modo d'interpretare i fenomeni electrostatici, Padova 1882*, entwickelt. — [2]) Lodge, Phil. Mag. [5] 2. p. 353, 524. 1876*.

alle gleichförmig und langsam in ihre ersten Ruhelagen zurück, so ist das Verhalten das eines schwach leitenden Dielektricums, welches sich allmählich nach der Ladung vollständig von selbst entladet. Reiben sich die Perlen verschieden stark am Seil, so dass sie zum Theil nicht, zum Theil mehr oder weniger stark mit demselben verschoben werden und nach Aufhebung der Arretirung mit dem Seil mehr oder weniger zurückschwingen, so können sie nachher in verschiedenen Abständen von einander verbleiben. Dann stellt das Modell ein zusammengesetztes Dielektricum dar, welches nach Aufhören der Scheidungskraft noch innere Ladungen bewahrt. Eine ganz glatte Perle würde dabei das Verhalten eines ganz gut leitenden Elementes in dem schlechten Leiter, z. B. eines zwischen Glasplatten eingeschlossenen Goldblattes darstellen.

1581 Werden die elastischen Fäden durch Metallstäbe ersetzt, deren Enden um die Seitenstäbe des Rahmens umgewunden sind, auf denen sie somit gleiten, so bewegen sich die Perlen mit dem Seil, wie bei der Elektrolyse das eine der Ionen mit dem Strom. Stossen sie an dem Ende ihres Weges gegen ein elastisches Polster, so tritt dadurch die Erscheinung der Polarisation ein. Ist auf dem Polster eine mehr oder weniger scharfe Schneide befestigt, welche die Perlen zerschneidet, so entspricht dies dem Entweichen der Ionen in Gasform. Ein zweites Seil mit Perlen, welches sich in entgegengesetzter Richtung bewegt, kann den Weg des zweiten Ions darstellen.

Wird statt des das Seil constant bewegenden Gewichtes ein gespannter elastischer Faden zum vorübergehenden Antrieb desselben verwendet, so entspricht dies einer kurze Zeit wirkenden elektromotorischen Kraft, wie bei der Entladung der Leydener Flasche; wird das Seil durch eine äussere Kraft mit gleichförmiger Geschwindigkeit bewegt, so ist das Verhalten ähnlich der Elektricitätserzeugung durch eine Elektrisirmaschine.

Ist der Widerstand, den das Seil in den Perlen findet, klein, die Biegsamkeit der Federn gering, so verschieben sich die Perlen kaum, sie gerathen nur in Schwingungen um eine in der Richtung der Bewegung des Seiles etwas verschobene Gleichgewichtslage; die Beschleunigung des Seiles wird durch die Reibung an den Perlen verzehrt. Es wäre dies das Bild der metallischen Leitung.

Auch die Wechselwirkungen eines Lichtstrahles und eines Stromes werden mittelst eines solchen Modells betrachtet. Wegen weiterer Betrachtungen über die Wärmeerscheinungen hierbei, wenn die Perlen rauh und an elastischen Stäben befestigt sind und somit schwingen u. s. f., wobei sie auch noch nach einer Richtung leichter gleiten können, als nach den anderen, Erscheinungen, welche zur Aufstellung einer thermoelektrischen Hypothese verwendet werden, müssen wir auf die Originalabhandlung verweisen.

1582 Bei der specielleren Ausführung seiner Theorie hat **Maxwell**[1]) im Wesentlichen den folgenden Weg eingeschlagen.

Wird in einem Leiter ein Strom durch eine elektromotorische Kraft, z. B. durch Bewegung im Magnetfelde erzeugt, so wird dabei kinetische Energie hervorgebracht, die sich theils als Wärme im Leiter selbst, theils als Arbeit, z. B. beim Treiben einer magnetelektrischen Maschine, theils auch als Steigerung der Intensität des Stromes, also der lebendigen Kraft der Elektricitätsbewegung selbst äussert. Nimmt man daher an, dass überhaupt hierbei theils der Leiter selbst, theils die Theilchen eines Mediums bewegt sind, welches durch seine Bewegung den elektrischen Strom in den Leitern oder auch die Uebertragung dieser Bewegung auf andere Leiter, wie bei der Induction, vermittelt, so kann man auf diese Bewegungen die Bewegungsgleichungen von **Lagrange** anwenden. Wir lassen dabei vorläufig unbestimmt, ob jenes Medium der Lichtäther selbst sei, wie **Faraday**[2]) vermuthete.

1583 Ist die Lage der einzelnen materiellen Punkte $a_1\, a_2 \ldots$ eines Systems durch die allgemeinen Coordinaten $\psi_1, \psi_2 \ldots \varphi_1, \varphi_2 \ldots$ gegeben, bezeichnen $\dot\psi = d\psi/dt$ u. s. f. die Geschwindigkeiten der Punkte nach der Richtung dieser Coordinaten, sind $\Psi_1\, \Psi_2 \ldots \Phi_1\, \Phi_2$ die nach der Richtung der $\psi, \varphi \ldots$ auf die Punkte wirkenden Componenten der bewegenden Kräfte, also $p_\psi = \int \Psi\, dt$ u. s. f. die ihnen entsprechenden Bewegungsmomente zur Zeit $t$, sind endlich $T$ die lebendigen Kräfte der einzelnen Punkte, so ist nach **Lagrange** allgemein:

$$\Psi = \frac{d p_\psi}{dt} - \frac{dT}{d\psi}; \qquad \Phi = \frac{d p_\varphi}{dt} - \frac{dT}{d\varphi} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{I)}$$

oder, da $p_\psi = dT/d\dot\psi$ u. s. f. ist:

$$\Psi = \frac{d}{dt}\left(\frac{dT}{d\dot\psi}\right) - \frac{dT}{d\psi}; \qquad \Phi = \frac{d}{dt}\left(\frac{dT}{d\dot\varphi}\right) - \frac{dT}{d\varphi} \quad . \quad . \quad \text{II)}$$

wo die für die einzelnen Punkte gültigen Werthe von $p_\psi, \psi, \Psi; p_\varphi, \varphi, \Phi$ u. s. f. nach einander einzufügen sind. — Da die lebendige Kraft $T$ eine homogene Function zweiten Grades in Bezug auf die Geschwindigkeiten $\dot\psi, \dot\varphi$ u. s. f. ist, so kann man sie schreiben

$$T = {}^1/_2\, (P_{11}\, \dot\psi_1^2 + 2\, P_{12}\, \dot\psi_1\, \dot\psi_2 + \cdots),$$

wo $P_{11} = \partial^2 T/\partial \dot\psi_1^2$, $P_{12} = \partial^2 T/\partial \dot\psi_1\, \partial \dot\psi_2$ u. s. f. nur Functionen der Coordinaten sind.

Die lebendige Kraft hängt also von Gliedern ab, welche sowohl Quadrate der einzelnen Geschwindigkeiten, wie auch Producte derselben enthalten.

[1]) J. Clerk Maxwell, A dynamic theory of the Electromagnetic field. Phil. Trans. 1864, p. 459*; ausführlicher in Treatise on Electricity and Magnetism. 2, p. 195 und flgde. 1873*; 2 ed., p. 196 u. f., 1881*. — [2]) Faraday, Thoughts on Ray vibrations, Phil. Mag. 1846*.

Bewegt sich ein System von Leitern, in denen Ströme fliessen, so kann ein Theil $T_m$ der kinetischen Energie in der Bewegung der materiellen Massen, ein anderer $T_e$ in der der Elektricitäten, ein dritter $T_{me}$ in der relativen Bewegung beider gegen einander begründet sein. Bezeichnen wir die unbestimmten Coordinaten der Massen mit $x$, die der Elektricitäten mit $\xi$, so sind diese drei Theile der kinetischen Energie: 1584

$$
\begin{aligned}
T_m &= {}^1/_2 L_{m1}\,\dot{x}_1^2 + {}^1/_2 L_{m2}\,\dot{x}_2^2 \cdots + M_{m12}\,\dot{x}_1\dot{x}_2 + \cdots \\
T_e &= {}^1/_2 L_{e1}\,\dot{\xi}_1^2 + {}^1/_2 L_{e2}\,\dot{\xi}_2^2 \cdots + M_{e12}\,\dot{\xi}_1\,\dot{\xi}_2 + \cdots \\
T_{me} &= \quad L_{me1}\,\dot{x}_1\,\dot{\xi}_1 + \cdots
\end{aligned}
$$

wo die Coefficienten der Quadrate und Producte der Geschwindigkeiten $\dot{x}$ und $\dot{\xi}$ Functionen der Coordinaten $x$ und $\xi$ sein könnten. Fliessen aber neben einander verschiedene Ströme von constanter Intensität in ruhenden Leitern, so sind die lebendigen Kräfte $T$ constant und ebenso die Geschwindigkeiten $\dot{\xi}$, obgleich die Werthe $\xi$ sich ändern. Letztere können also in den Gleichungen nicht vorkommen, und die Coefficienten sind nur Functionen der Coordinaten $x$.

Nach der Formel von Lagrange können wir die Kräfte $X$ entwickeln, welche die Coordinaten $x$ ändern, also die Leiter selbst bewegen, und die Kräfte $\Xi$, welche die Coordinaten $\xi$ und die Geschwindigkeiten $\dot{\xi}$ bestimmen, also die elektromotorischen Kräfte in den Leitern. Die Kräfte $X$ sind:

$$X = \frac{d}{dt}\left(\frac{dT}{d\dot{x}}\right) - \frac{dT}{dx}.$$

Sie lassen sich in drei Theile $X_m + X_e + X_{me}$ zertheilen, von denen $X_m$ rein mechanische, den mechanischen Bewegungen des Systems entsprechende, hier nicht zu behandelnde Kräfte darstellt, $X_e$ die elektromagnetischen Kräfte, welche in Folge der Wechselwirkung der bewegten Elektricitäten mechanische Bewegungen verursachen, $X_{me}$ endlich Kräfte zwischen den Massen und Elektricitäten bezeichnen. Wir erhalten $X_e$ und $X_{me}$ durch Einführung von $T_e$ und $T_{me}$ in die obige Gleichung.

Da $T_e$ die Geschwindigkeiten $\dot{x}$ nicht enthält, so wird

$$X_e = -\frac{dT_e}{dx}.$$

Die Kraft also, welche die elektromagnetische Wechselwirkung der bewegten Elektricitäten compensirt, ist gleich dem negativen Differentialquotienten der kinetischen Energie der Elektricitäten in Bezug auf die Coordinate $x$.

Ferner ist 1585

$$X_{me} = \frac{d}{dt}\left(\frac{dT_{me}}{d\dot{x}}\right) - \frac{dT_{me}}{dx}.$$

Da $T_{me}$ nur Producte der Geschwindigkeiten $\dot{x}$ mit den den Stromintensitäten proportionalen Geschwindigkeiten $\dot{\xi}$ enthält, so entspricht das

erste Glied einer mechanischen Kraft, welche nur bei einer Aenderung der Stromintensitäten auftritt, bei Constanz derselben verschwindet. Indess lässt sich eine solche Kraft noch nicht nachweisen, wie sie sich zeigen müsste, wenn die Elektricität eine bestimmte Masse besässe. Hängte Maxwell eine flache Spirale in horizontaler Ebene an einem verticalen, ihr conaxialen Draht auf und leitete mittelst dieses Drahtes und eines unterhalb in einen Quecksilbernapf tauchenden Verticaldrahtes einen Strom plötzlich hindurch, so änderte sich die durch Spiegelablesung bestimmte Lage der Spirale nicht, wenn die Wirkung des Erdmagnetismus durch einen Magnet compensirt war.

1586 Der zweite Theil von $X_{me}$ würde in Wirksamkeit treten, wenn der Leiter bewegt würde. Hierzu befestigte Maxwell eine cylindrische Drahtspirale an einer gegen ihre Axe senkrechten Axe und liess letztere in zwei, an den Enden des Horizontaldurchmessers eines verticalen Metallringes angebrachten Metalllagern ruhen. Die Drahtspirale war so äquilibrirt, dass ihr Trägheitsmoment in der Richtung ihrer Axe etwas kleiner war, als in der auf letzterer und der Aufhängungsaxe senkrechten Richtung. Der Metallring wurde um eine verticale Axe, die zugleich die Zuleitung des Stromes zur Spirale vermittelte, in Rotation versetzt. Würde in der Spirale die Elektricität wie eine Masse rotiren, so hätte sich hierbei ihre Axe, die gegen die verticale Drehungsaxe ein wenig geneigt war, verstellen müssen. Dies fand indess nicht statt, auch nicht bei Einlegen eines Eisenkernes in die Spirale.

Soweit diese, noch nicht als definitiv anzusehenden Versuche schliessen lassen, ist also keine aus der relativen Verschiebung der materiellen und elektrischen Theile entspringende Kraft zu beobachten (vgl. §. 1417 u. f.).

1587 Die auf die Elektricitäten wirkenden elektromotorischen Kräfte sind

$$\Xi = -\frac{d}{dt}\left(\frac{dT}{d\dot{\xi}}\right) - \frac{dT}{d\xi}.$$

Da aber $T$ keine Glieder mit $\xi$ enthält, so fällt das letzte Glied fort.

Von den drei Theilen von $\Xi$, nämlich $\Xi_m$, $\Xi_e$ und $\Xi_{me}$ ist der erste, welcher die Wirkung auf die Massen betrifft, gleich Null, da $T_m$ kein $\dot{\xi}$ enthält. Der zweite ist

$$\Xi_e = -\frac{d}{dt}\left(\frac{dT_e}{d\dot{\xi}}\right),$$

worin $dT_e/d\dot{\xi}$ die Intensitäten nur in der ersten Potenz enthält. Er entspricht der inducirten elektromotorischen Kraft. Der dritte Theil, welcher $dT_{me}/d\dot{\xi}$, also nur eine lineare Function der Geschwindigkeit $\dot{x}$ der Leiter enthielte, würde eine elektromotorische Kraft ergeben, die unabhängig von allen Strömen nur durch die Aenderung der Geschwindigkeit der Leiter erzeugt würde.

Solche Kräfte hat Colley nachzuweisen versucht. 1588

Da nach Colley[1]) ein in einer Lösung von salpetersaurem Silber von oben nach unten absteigender Strom stärker ist, in einer Lösung von Jodcadmium gerade umgekehrt schwächer ist, als der aufsteigende, so soll dadurch die Existenz einer elektromotorischen Kraft nachgewiesen sein, welche gegenüber der Schwerkraft erzeugt wird, und es würde diese Kraft der erwähnten Kraft entsprechen, und nur von der Bewegung des Leiters, nicht von äusseren magnetischen Kräften oder Strömen abhängen, auch nur von der Beschleunigung, welche positiv oder negativ sein kann, nicht von der absoluten Geschwindigkeit.

Ebenso könnte umgekehrt bei Bewegungen der elektrolytischen Flüssigkeiten die Kraft $\Xi_{me}$ nachgewiesen werden.

Indess bedürfte es wohl noch weiterer Untersuchungen, um die Existenz der sehr kleinen bei den Versuchen beobachteten Kräfte zu constatiren, auch einer speciellen Discussion, ob dieselben mit den Kräften Maxwell's übereinstimmen.

Weitere Versuche hierüber hat Colley[2]) in der Art angestellt, dass 1589 er eine starkwandige verticale Glasröhre voll nahezu concentrirter Jodcadmiumlösung zwischen zwei verticalen Führungsdrähten herabfallen liess. Oben und unten war die Röhre mit amalgamirten Cadmiumelektroden versehen, welche mit einem Thomson'schen Galvanometer communicirten. Unten war an die Röhre ein Holzconus angesetzt, welcher beim Fallen 10 bis 15 cm tief in Sand eindrang. Die Lösung war in der Röhre nach Verbindung mit der Luftpumpe ausgekocht. In Folge der Ungleichheit der Elektroden war in ihr stets ein Strom vorhanden, welcher nach längerer Verbindung der Elektroden allmählich aufhörte.

Fällt die Röhre hinab, so muss nach Colley das Jod des Jodcadmiums, dessen Bewegungsgrösse am grössten ist, in der Bewegung zurückzubleiben streben und dadurch ein niedersteigender Strom entstehen, welcher in der That beobachtet wurde. — Die Schwerkraft für sich sollte einen gleich gerichteten Strom auch ohne die Bewegung erzeugen (wie man auch beim Umkehren der Röhre beobachten kann). Da dieselbe aber permanent gleich wirkt, so hat sie auf das Resultat beim freien Fallen keinen Einfluss.

Es mag dahin gestellt bleiben, ob bei diesen Versuchen nicht durch den Stoss beim Fallen, wobei die Flüssigkeit gegen die eine oder andere Elektrode andringt, die noch immer eventuell bestehende Beladung der Elektroden mit heterogenen Substanzen, welche sich nur durch die vor-

---

[1]) Colley, J. d. phys. chem. Ges. zu St. Petersburg **13**, 1881*, Auszug d. Verf. Beibl. **5**, p. 457*. Dann die Polemik von Borgmann, J. d. phys. chem. Ges. **13**, p. 414, **14**, p. 15* u. Colley, **14**, p. 260, 1882 u. Beibl. **6**, p. 889*. — [2]) Colley, Wied. Ann. **17**, p. 55, 1884*.

herige Schliessung ausgeglichen hat, einseitig wieder hervortritt und so, wie bei den Strömen beim Drücken der Elektroden, die Reinheit der Beobachtungen trübt.

1590 Nehmen wir an, dass diese elektromotorischen Kräfte nicht existiren, so bleiben nur die von

$$T_e = \frac{1}{2} L_{e1} \dot{\xi}_1^2 + \frac{1}{2} L_{e2} \dot{\xi}_2^2 \cdots + M_{e12} \dot{\xi}_1 \dot{\xi}_2 + \cdots \quad 1)$$

abhängigen, welche lebendige Kraft nur die Quadrate und die Producte der den Stromintensitäten proportionalen Geschwindigkeiten $\dot{\xi}$ der Elektricitäten enthält. Die mit den Producten $\dot{\xi}_1 \dot{\xi}_2$ versehenen Glieder deuten auf einen Antheil der lebendigen Kraft, welcher von der Intensität je zweier der auf einander wirkenden Ströme abhängt. Es muss also ein dem entsprechendes Bewegtes vorhanden sein, welches ebensowohl in den Leitern, als in dem dieselben umgebenden Raum sich befinden kann.

1591 Zur Bestimmung der elektrodynamischen und elektromagnetischen Erscheinungen haben wir also nach §. 1584 die Gleichung der Kraft [1])

$$X = -\frac{dT}{dx}.$$

Sind z. B. zwei Leiter gegeben, in denen constante Ströme von den Intensitäten $\dot{\xi}_1$ und $\dot{\xi}_2$ fliessen, ist ihre Form unveränderlich und bewegen sie sich durch ihre gegenseitige elektrodynamische Wirkung in einer Richtung $x$, so sind $L_1$ und $L_2$ von $x$ unabhängig; also die Kraft, welche ihre Wirkung compensirt:

$$X = -\frac{dT}{dx} = \frac{dM_{12}}{dx} \cdot \dot{\xi}_1 \dot{\xi}_2.$$

Sind $\dot{\xi}_1$ und $\dot{\xi}_2$ von gleichem Zeichen, so ist $x$ positiv; die dieser Kraft entgegengesetzte Wechselwirkung der Leiter sucht sie also einander zu nähern.

Der Werth $M_{12}$ entspricht in dieser, mit den aus der Erfahrung gewonnenen Sätzen übereinstimmenden Formel dem Potential der Leiter auf einander, wenn beide vom Strome Eins durchflossen sind.

Zur Bestimmung der inducirten elektromotorischen Kraft haben wir die Gleichung

$$\Xi = \frac{d}{dt}\left(\frac{dT}{d\dot{\xi}}\right) = -\frac{dp}{dt},$$

wo $p = dT/d\dot{\xi}$ das „elektrokinetische Bewegungsmoment" des betreffenden Leiters, eine lineare Function der Stromintensitäten ist.

---

[1]) Wir lassen im Folgenden die Indices $e$ fort.

1592 Sind also z. B. zwei lineare Leiter gegeben, in denen Ströme von der Intensität $\dot{\xi}_1$ und $\dot{\xi}_2$ fliessen, sind in denselben, etwa durch die chemische Action, die elektromotorischen Kräfte $E_1$ und $E_2$ thätig, denen sich die Widerstandskräfte $R_1 \dot{\xi}_1$ und $R_2 \dot{\xi}_2$ entgegenstellen, so ist

$$T = \tfrac{1}{2} L_1 \dot{\xi}_1^2 + \tfrac{1}{2} L_2 \dot{\xi}_2^2 + M_{12} \dot{\xi}_1 \dot{\xi}_2, \text{ also}$$

$$E_1 = R_1 \dot{\xi}_1 + d\,\frac{L_1 \dot{\xi}_1 + M_{12} \dot{\xi}_2}{dt}$$

und

$$E_2 = R_1 \dot{\xi}_2 + d\,\frac{L_2 \dot{\xi}_2 + M_{12} \dot{\xi}_1}{dt}.$$

Es sind dies die bekannten Inductionsgesetze, welche, wenn z. B. die Leiter unveränderlich, und somit $L$, $N$, $M$ constant sind, vollkommen mit den Bd. IV, §. 138 entwickelten Gleichungen zusammenfallen. Die Werthe $L_1, L_2$ sind somit die Potentiale der Leiter auf sich selbst, $M_{12}$ ist das Potential der Leiter auf einander, wenn sie vom Strome Eins durchflossen sind.

1593 Wir betrachten zuerst den Coefficienten der gegenseitigen Induction, also nur den Antheil $M_{12} \dot{\xi}$ des elektrokinetischen Bewegungsmomentes $p$.

Es mögen auf den secundären Leiter verschiedene elektromagnetische Kräfte, geschlossene Ströme u. s. f. einwirken. Wir können dann annehmen, dass sich die Gesammtwirkung aus der Wirkung auf die einzelnen Elemente $ds$ desselben zusammensetzt, und somit $p = \int I ds$ gesetzt werden kann. Ersetzen wir nach den Versuchen von Felici (Bd. IV, §. 31) $ds$ durch seine Componenten $dx$, $dy$, $dz$ nach den drei Coordinatenaxen und bezeichnen die entsprechenden Componenten von $Ids$ mit $V_x dx$, $V_y dy$, $V_z dz$, so ist

$$p = \int \left( V_x \frac{dx}{ds} + V_y \frac{dy}{ds} + V_z \frac{dz}{ds} \right) ds \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

Umschliesst der Stromkreis $abcd$, Fig. 342, das Flächenelement $dydz$, und ist das elektrokinetische Bewegungsmoment in Bezug auf die Seite $ab$, dessen Aenderungen also in der Richtung $ab$ eine elektromotorische Kraft erzeugen, gleich $V_y dy$, so ist dasselbe in Bezug auf $cd$ gleich $-\left(V_y + \frac{\partial V_y}{\partial z} dz\right) dy$, also auf $ab$ und $cd$ zusammen gleich $-\frac{\partial V_y}{dz} dydz$. Ebenso ist das Moment der beiden Seiten $ad$ und $bc$ zusammen mit Berücksichtigung der Richtungen in dem geschlossenen Kreise gleich $+\frac{\partial V_z}{\partial y} dydz$; also das elektromagnetische Bewegungsmoment des ganzen Kreises $dydz$:

Fig. 342.

d c dz a b dy



$$\left(\frac{\partial V_z}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial z}\right) dy\,dz \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

Hiernach ist das elektrokinetische Bewegungsmoment proportional der Oberfläche des Flächenelementes $dy\,dz$. Ist $dy\,dz$ die Projection des Elementes $dS$ der vom inducirten Leiter umschlossenen Fläche auf die $yz$-Ebene, sind $dy\,dz/dS = l$, $dz\,dx/dS = m$, $dx\,dy/dS = n$ die Cosinus zwischen der Normale auf $dS$ und den drei Axen, so ergiebt sich bei weiterer Ausführung dieser Betrachtung:

$$p = \int\int\left[l\left(\frac{\partial V_z}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial z}\right) + m\left(\frac{\partial V_x}{\partial z} - \frac{\partial V_z}{\partial x}\right) + n\left(\frac{\partial V_y}{\partial x} - \frac{\partial V_x}{\partial y}\right)\right] dS.$$

oder, wenn

$$\frac{\partial V_z}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial z} = a, \ \frac{\partial V_x}{\partial z} - \frac{\partial V_z}{\partial x} = b, \ \frac{\partial V_y}{\partial x} - \frac{\partial V_x}{\partial y} = c \quad . \quad . \quad A)$$

gesetzt wird,

$$p = \int\int (la + mb + nc)\, dS \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1\,a)$$

**1594** Die Werthe $a$, $b$, $c$ sind auch noch in anderer Weise zu definiren. Bereits Bd. III, §. 381 haben wir dieselben als die Componenten der Kräfte definirt, die auf einen Magnetpol von der Einheit der Stärke wirken, welcher zwischen zwei parallelen, sehr grossen, entgegengesetzt magnetisirten Flächen liegt. Ist $\mu$ die magnetische Vertheilungscapacität des Körpers, $\varkappa$ der Coefficient des vertheilten Magnetismus (die magnetische Susceptibilität), ist $\varphi$ das Potential sämmtlicher aussen und innen befindlichen freien Magnetismen auf den Pol, sind $\alpha, \beta, \gamma$ die Componenten der demselben entsprechenden Kräfte, so ist auch

$$a = (1 + 4\pi\varkappa)\,\alpha = \mu\alpha = -\mu\frac{\partial\varphi}{\partial x}$$

und ebenso

$$b = -\mu\frac{\partial\varphi}{\partial y}; \qquad c = -\mu\frac{\partial\varphi}{\partial z}.$$

Die magnetische Vertheilung in einer bestimmten Richtung auf irgend einer Fläche entspricht nach Faraday der Zahl der Magnetkraftlinien, welche durch dieselbe in jener Richtung hindurchgehen. Ist also, wie im vorigen Paragraphen, das Oberflächenelement $dS$, sind die Cosinus der Winkel der Normale auf $dS$ mit den drei Axen $l$, $m$, $n$, so ist die Zahl der Magnetkraftlinien, die in der normalen Richtung durch $dS$ hindurchgehen, gleich $\int\int(la + mb + nc)\,dS$.

Es ist dies dieselbe Gleichung, welche §. 1593 unter 1 a) das elektrokinetische Moment $p$ eines Stromkreises ergab, der eine Fläche umschliesst, deren Element $dS$ ist. Auch folgt ebenso aus Gl. $A$), §. 1593, wie aus der Gleichung 1) dieses Paragraphen

$$\frac{\partial a}{\partial x} + \frac{\partial b}{\partial y} + \frac{\partial c}{\partial z} = 0.$$

In der That ist die durch die Aenderungen von $p$ ausgedrückte elektromotorische Kraft der elektrischen Induction in jenem Stromkreise proportional der Aenderung der Zahl der durch denselben hindurchgehenden Magnetkraftlinien. Somit sind die Werthe $a, b, c$ in den Gleichungen $A$) die Werthe der magnetischen Vertheilung nach den drei Axen.

**1595** Findet in dem Medium, in welchem ein Magnetpol magnetischen Kräften ausgesetzt ist, keine magnetische Vertheilung statt, wie wenn z. B. die Kräfte durch Molecularströme ersetzt werden können, die nur in die Ferne wirken, so sind die in mechanischem Maasse gemessenen, auf den Pol wirkenden Kräfte $\alpha, \beta, \gamma$, während sie bei Annahme des magnetisch polarisirbaren Mediums in elektromagnetischem Maasse $a = \mu\alpha$, $b = \mu\beta$, $c = \mu\gamma$, sind. Um also die in elektromagnetischem Maasse gemessenen Kräfte auf mechanisches Maass zu reduciren, sind sie mit der Vertheilungscapacität $\mu$ zu dividiren. Denken wir uns die magnetische Kraft von einem geschlossenen Strome ausgehen, und den im Medium befindlichen Magnetpol ebenfalls einem durch einen geschlossenen Strom ersetzten Magneten angehörig, so entspricht die Wirkung beider auf einander dem Product ihrer Intensitäten. Werden letztere in elektromagnetischem Maasse gemessen, so erscheinen sie $v$ mal kleiner, ihre Wirkungen auf einander also $v^2$ mal kleiner, als in elektrostatisch-magnetischem Maasse. Es ist mithin $\mu = v^{-2}$.

**1596** Die in einem bewegten Leiter inducirte elektromotorische Kraft kann zusammengesetzt betrachtet werden aus zwei Theilen, die bedingt sind:

1) Durch den Einfluss der von aussen auf den Leiter wirkenden elektrostatischen Kräfte. Ist das Potential der freien Elektricitäten auf einen Punkt $xyz$ des Leiters gleich $\psi$, wo $\psi$ mit der Lage des Punktes und der Zeit $t$ variabel ist, so ist der durch die Veränderungen von $\psi$ nach der Richtung der $x$-, $y$- und $z$-Axe erzeugte Antheil der elektromotorischen Kraft

$$-\frac{\partial \psi}{\partial x}, -\frac{\partial \psi}{\partial y}, -\frac{\partial \psi}{\partial z}.$$

2) Durch die Aenderung der Intensität der auf den Leiter wirkenden elektromagnetischen Kräfte.

Die dieser Aenderung entsprechende elektromotorische Kraft ist $E = -dp/dt$. Wird Gl. 1) §. 1593 unter dem Integralzeichen differenzirt und dabei beachtet, dass bei der Bewegung des inducirten Leiters auch die Coordinaten $x, y, z$ Functionen von $t$ sind, so erhält man unter Berücksichtigung der Gleichungen $A$) §. 1593 die folgenden „Gleichungen für die gesammte inducirte elektromotorische Kraft“:

$$E = \int \left( E_x \frac{dx}{ds} + E_y \frac{dy}{ds} + E_z \frac{dz}{ds} \right) ds,$$

wo

$$\left.\begin{aligned} E_x &= c\frac{dy}{dt} - b\frac{dz}{dt} - \frac{\partial V_x}{\partial t} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \\ E_y &= a\frac{dz}{dt} - c\frac{dx}{dt} - \frac{\partial V_y}{\partial t} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \\ E_z &= b\frac{dx}{dt} - a\frac{dy}{dt} - \frac{d V_z}{dt} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \end{aligned}\right\} \quad . \; . \; . \quad B)$$

ist. In diesen Gleichungen entsprechen die ersten zwei Glieder der Verschiebung des Leiterelementes im Raume, das dritte der Aenderung der elektromagnetischen Einwirkungen auf dasselbe mit der Zeit, mögen sie durch Aenderung der Intensität des Stromes im inducirenden Leiter oder durch Bewegung desselben, oder auch durch die entsprechenden Veränderungen des den Leiter ersetzenden, inducirenden Magnetes hervorgerufen sein. Das vierte Glied entspricht der Induction durch die elektrostatischen Kräfte, welches bei den sonstigen Theorien der Induction nicht in die Formeln einbegriffen wird.

**1597** Nach §. 1591 ist die elektromagnetische Kraft, welche in der Richtung der $x$-Axe einen Leiter antreibt, der von einem Strome von der Intensität $\dot{\xi}_2$ durchflossen ist, während die elektromagnetischen Kräfte, welche auf ihn wirken, durch einen geschlossenen Strom von der Intensität $\dot{\xi}_1$ ersetzt werden können:

$$X = \frac{dM}{dx} \dot{\xi}_1 \dot{\xi}_2,$$

wo $M$ der Coefficient der gegenseitigen Induction ist. $\dot{\xi}_1$ ist von $x$ unabhängig, so dass $M\dot{\xi}_1 = p$ und $X = \dot{\xi}_2 . dp/dx$ zu setzen ist. Die Wirkung auf jedes Element $ds$ des Stromes $\dot{\xi}_2$ wird demnach $dX/ds.ds$. Führt man den Werth $p$ aus Gleichung 1) §. 1593 ein und berücksichtigt die Gleichung 1 a) daselbst, so erhält man

$$\frac{dX}{ds} = \dot{\xi}_2 \left( c\frac{dy}{ds} - b\frac{dz}{ds} \right)$$

und entsprechend die Werthe für die in der Richtung der $Y$- und $Z$-Axe auf jedes Element $ds$ wirkenden Kräfte.

Ist der Leiter ein Draht vom Querschnitt $S$, so ist das dem Element $ds$ entsprechende Volumen $Sds$. Sind $u$, $v$, $w$ die Stromesdichtigkeiten in den drei Coordinatenrichtungen, so ist $u = \dot{\xi}_2/S . dx/ds$. Sind die auf die Einheit des Volumens wirkenden Kraftcomponenten gleich $(X)$, $(Y)$, $(Z)$, so ist $dX = (X) S . ds$. Demnach werden die „Gleichungen der elektromagnetischen Kraft“:

$$(X) = cv - bw; \quad (Y) = au - cw; \quad (Z) = bu - av.$$

Ist die Kraft, welche von einem Strome aus auf einen Magnetpol 1598 von der Intensität Eins an einem Punkte $A$ $(xyz)$ Fig. 343, wirkt, durch ihre Componenten $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ nach den drei Axen gegeben, und umschreiben wir mit dem Pol das kleine, von den Elementen $dx$ und $dy$ begrenzte Viereck $ABCD$, so ist die Arbeit, welche der Pol auf dem Wege $AB$ leistet, gleich $\alpha dx$, und auf dem Wege $CD$ gleich $-(\alpha + \partial\alpha/\partial y)\,dx$, also die Arbeit auf beiden Wegen gleich $-\partial\alpha/\partial y . dy\,dx$. Die Arbeit bei Umschreibung eines kleinen Vierecks $ABCD$ in der $xy$-Ebene, dessen Oberfläche gleich der Flächeneinheit ist, ist demnach $\partial\beta/\partial x - \partial\alpha/\partial y$. Bewegt sich der Pol in einem geschlossenen Kreise neben einem Strome, von welchem die Kräfte $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ ausgehen, so leistet er dabei keine Arbeit, es ist also dann

Fig. 343.

$$\frac{\partial\beta}{\partial x} - \frac{\partial\alpha}{\partial y} = 0 \text{ und analog } \frac{\partial\gamma}{\partial y} - \frac{\partial\beta}{\partial z} = 0 \text{ und } \frac{\partial\alpha}{\partial z} - \frac{\partial\gamma}{\partial x} = 0.$$

Danach ist

$$\alpha dx + \beta dy + \gamma dz = d\Omega$$

ein vollständiges Differential einer Function $\Omega$ der drei Coordinaten des magnetischen Potentials, dessen Differentialquotienten nach $x$, $y$, $z$ resp. $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ sind.

Bewegt sich aber der Magnetpol um das Viereck $ABCD$ in der $XY$-Ebene, während durch dasselbe hindurch in der Richtung der $Z$-Axe ein Strom von der Intensität $w$ fliesst, so erhält der Pol einen rotatorischen Antrieb in der $XY$-Ebene um den Strom, und bei jedem Umgang wird dabei die Arbeit $4\pi w$ geleistet. Dann ist

und ebenso

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial\beta}{\partial x} - \frac{\partial\alpha}{\partial y} &= 4\pi w \\ \frac{\partial\alpha}{\partial z} - \frac{\partial\gamma}{\partial x} &= 4\pi v \\ \frac{\partial\gamma}{\partial y} - \frac{\partial\beta}{\partial z} &= 4\pi u \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad C)$$

Bei der Differentiation nach $x$, $y$, $z$ erhält man

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0.$$

Der Strom muss also, wie eine nicht zusammendrückbare Flüssigkeit, in einem geschlossenen Kreise fliessen, wobei $u$, $v$, $w$ die Componenten der sowohl durch die gewöhnliche Leitung, als auch durch die Aenderung der elektrostatischen Vertheilung bedingten Strömung sind.

Setzen wir

$$V_x = V'_x + d\xi/dx \text{ u. s. f.,}$$

wo $V'_x = 1/\mu . \int\int\int u/r . dx dy dz$ u. s. f., $\xi = 4\pi/\mu . \int\int\int I/r . dx dy dz$,

$I = \partial V_x/\partial x + \partial V_y/\partial y + \partial V_z/\partial z$ ist, so wird durch diese Werthe den Gleichungen genügt. Der Werth $\zeta$ hat hier keine physikalische Bedeutung, so dass $I = 0$ ist, und es bleibt dann der Werth $V_x' = V_x$, welcher dem gewöhnlichen Werth des Potentials des Stromes entspricht.

1599 Die Componenten $u$, $v$, $w$ der Dichtigkeit des Stromes nach den drei Coordinatenrichtungen in einem Körper, auf welchen von aussen eine elektromotorische Kraft wirkt, hängen von zwei Bedingungen ab: Erstens von den Elektricitätsmengen, welche durch Leitung durch die Leiter geführt werden. Sind diese Mengen gleich $p$, $q$, $r$, ist die Leitungsfähigkeit des Körpers in der Richtung der drei Axen gleich $F_x$, $F_y$, $F_z$, so ist

$$p = F_x E_x, \quad q = F_y E_y, \quad r = F_z E_z \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad D)$$

Zweitens von den zeitlichen Aenderungen der elektrischen Vertheilung in den einzelnen Molecülen, wie sie sich in schlechtleitenden Körpern fast ausschliesslich herstellt, in gut leitenden fast verschwindet. Geht diese Vertheilung von einer Stelle aus, und ist die specifische Vertheilungscapacität des Mediums $K$, sind endlich die Componenten dieser elektrischen Vertheilung für die Einheit des Querschnitts $e_x$, $e_y$, $e_z$, so können wir setzen:

$$e_x = \frac{1}{4\pi} K_x E_x, \quad e_y = \frac{1}{4\pi} K_y E_y, \quad e_z = \frac{1}{4\pi} K_z E_z \quad . \quad . \quad E)$$

In einem isotropen Medium sind die Coefficienten $F$ und die Coefficienten $K$ je unter einander gleich. Dann ist

$$u = F E_x + \frac{K}{4\pi}\frac{d E_x}{dt}; \quad v = F E_y + \frac{K}{4\pi}\frac{d E_y}{dt}; \quad w = F E_z + \frac{K}{4\pi}\frac{d E_z}{dt} \quad . \quad . \quad F)$$

Sind in dem Raumelemente $dx\,dy\,dz$ eines Körpers die Elektricitäten $\pm e_x dy dz$, $\pm e_y dx dz$, $\pm e_z dx dy$ nach den drei Axenrichtungen geschieden, sind in den benachbarten Elementen die Mengen $\pm (e_x + \partial e_x/\partial x . dx) dy dz$ u. s. f. geschieden, so ist, da sich an den Contactstellen der benachbarten Elemente die entgegengesetzten Elektricitäten vorfinden und nur der Unterschied derselben frei auftritt, an jeder Stelle die freie Elektricität der Volumeneinheit oder die elektrische Dichtigkeit

$$e = -\left(\frac{\partial e_x}{\partial x} + \frac{\partial e_y}{\partial y} + \frac{\partial e_z}{\partial z}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad G)$$

1600 Berühren sich zwei Körper, in denen die Componenten der elektrischen Vertheilung resp. $e_x$, $e_y$, $e_z$ und $e_x'$, $e_y'$, $e_z'$ sind, und bildet die Normale zur Berührungsfläche an einer Stelle mit den drei Axen in beiden Körpern Winkel, deren Cosinus $\vartheta$, $\eta$, $\zeta$, $\vartheta'$, $\eta'$, $\zeta'$ sind, so ist die Dichtigkeit der freien Elektricität an der Contactfläche:

$$\sigma = \vartheta e_x + \eta e_y + \zeta e_z + \vartheta' e_x' + \eta' e_y' + \zeta' e_z'.$$

Aendert sich endlich die Stromesdichtigkeit von Element zu Element auf der Längeneinheit nach den drei Axenrichtungen um $\partial u / \partial x$, $\partial v / \partial y$, $\partial w / \partial z$, ist der Zuwachs der freien Elektricität in der Volumeneinheit gleich $\partial e / \partial t$, so muss, wenn eine constante Strömung und keine Anhäufung von freier Elektricität stattfindet,

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \ldots \ldots \ldots \quad H)$$

sein.

Wir haben somit 20 Gleichungen (3 *A*, 3 *B*, 3 *C*, 3 *D*, 3 *E*, 3 *F*, 1 *G*, 1 *H*) zur Bestimmung der 20 Werthe $V_x$, $V_y$, $V_z$, $a$, $b$, $c$, $E_x$, $E_y$, $E_z$, $u$, $v$, $w$, $e_x$, $e_y$, $e_z$, $p$, $q$, $r$, $e$ und $\psi$ [1]).

---

[1]) Um nur ein Beispiel der Anwendung der Formeln von Maxwell zu geben, berechnen wir die Induction eines aus zwei parallelen, entgegengesetzt vom Strome durchflossenen Theilen bestehenden Leiters von kreisförmigem Querschnitt auf sich selbst (Maxwell, Treatise 2, p. 286, u. flgde.*).

Es sei zuerst ein Leiter von kreisförmigem Querschnitte vom Radius $R$ parallel der *Z*-Axe gegeben, durch den ein Strom fliesst, dessen Dichtigkeit $w$ eine Function des Abstandes $r$ von seiner Axe ist. Bei den Untersuchungen der Wirkungen nach aussen ist dann nur der Werth $V_z$ zu betrachten und so werden die Componenten der magnetischen Vertheilung (§. 1594)

$$a = \frac{\partial V_z}{\partial y}; \quad b = -\frac{\partial V_z}{\partial x}; \quad c = 0 \quad \ldots \ldots \ldots \quad 1)$$

und die Gleichung der Ströme (§. 1598)

$$u = 0, \quad v = 0, \quad 4\pi w = \frac{d\beta}{dx} - \frac{d\alpha}{dy} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 2)$$

wo die magnetischen Kräfte $\beta$ und $\alpha$ durch die Gleichungen $b = \mu\beta$; $a = \mu\alpha$ gegeben sind. Ist bei Einführung von Polarcoordinaten $x = r\cos\vartheta$, $y = r\sin\vartheta$, so wird

$$4\pi w = \frac{d\beta}{dr} + \frac{1}{r}\beta = \frac{1}{r}\frac{d(\beta r)}{dr} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 3)$$

Danach ist die Gesammtintensität des Stromes $I$ in einem cylindrischen Stücke des Leiters, dessen Querschnitt ein um die Axe beschriebener Kreis mit dem Radius $r$ ist,

$$I = \int_0^r 2\pi r \,.\, w\,dr = \frac{1}{2}\beta r; \quad \text{also } \beta = 2\frac{I}{r} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 4)$$

Die magnetische Kraft ist also direct proportional der Gesammtintensität und unabhängig von ihrer Vertheilung in den verschiedenen cylindrischen Schichten des Leiters.

Ist der Strom im Leiter gleichmässig vertheilt, so ist seine Gesammtintensität $I_0 = R^2\pi \,.\, w$, also für jeden Punkt ausserhalb des Leiters $\beta = 2 I_0 / r$; für jeden Punkt innerhalb, dessen Abstand von der Mitte grösser als $r$ ist, $\beta = 2\, I / r$, oder da $I = r^2 \pi w$ ist,

$$\beta = 2\, I_0 \frac{r}{R^2} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 5)$$

Aus Gl. 3) und 4) folgt für die Punkte ausserhalb des Cylinders, für welche $\mu = \mu_0$ sei,

$$V_z = -\int \mu\beta\, dr = A - 2\mu_0 I_0 \log r \quad \ldots \ldots \ldots \quad 6)$$

wo $A$ eine Constante ist.



**1601** Wir können zunächst aus den gewonnenen Gleichungen die ganze innere Energie in einem Magnetfelde berechnen, in welchem sich erstens geschlossene Ströme und Magnete vorfinden, die also als Arbeit hervor-

---

Besteht der Strom aus zwei parallelen Leitern von kreisförmigem Querschnitt vom Radius $R_1$ und $R_2$, deren Abstand $e$ ist, so ist die gesammte kinetische Energie des Systems $T = \frac{1}{2}\int\int\int w\, V_z\, dx\, dy\, dz$, oder für eine Länge $l$ der Leiter zwischen zwei auf ihren Axen senkrechten Ebenen, $T = \frac{1}{2}\, l \int\int w\, V_z\, dx\, dy$, wo sich der Werth unter dem Integralzeichen aus allen, für beide Leiter geltenden Werthen zusammensetzt, welche wir durch die Indices 1 und 2 bezeichnen. Dann ist

$$T = \tfrac{1}{2}\, l \Big(\int\int w_2 V_{1z}\, dx_2\, dy_2 + \int\int w_1 V_{2z}\, dx_1\, dy_1 + \int\int w_1 V_{1z}\, dx_1\, dy_1 + \int\int w_2 V_{2z}\, dx_2\, dy_2\Big) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 7)$$

Werden hier die Werthe für $V_{1z}$ und $V_{2z}$ aus Gl. 6) eingeführt, wobei zu beachten ist, dass in den Leitern die Intensität $I'_0 = - I_0$ ist, so folgt, wenn wir noch $T = \frac{1}{2} L I_0^2$ setzen, wo $L$ der Coefficient der Induction der Leiter auf einander ist:

$$\frac{L}{l} = 2\,\mu_0 \log \frac{e^2}{R_1 R_2} + \frac{1}{2}\,(\mu_1 + \mu_2).$$

Nur für eiserne Leiter ist hierbei die Induction der Leiter auf sich selbst zu beachten, in allen anderen Fällen ist $\mu_0 = \mu_1 = \mu_2 = 1$. Der Werth $L$ wird um so kleiner, je näher die Leiter an einander liegen. Berühren sie sich, so ist $e = R_1 + R_2$ und

$$L + 2\, l \left(\log \frac{(R_1 + R_2)^2}{R_1 R_2} + \frac{1}{2}\right).$$

Dieser Werth wird ein Minimum, wenn $R_1 = R_2$, wo dann $L = 3{,}7726\, l$ ist. Bei flachen Leitern kann derselbe noch kleiner werden.

Nach §. 1591 ist die elektrodynamische Kraft, mit welcher sich die zwei parallelen Leiter abstossen,

$$X = \frac{1}{2}\,\frac{dL}{de}\, I_0^2 = 2\,\mu_0\, \frac{l}{e}\, I_0^2,$$

wo in der Luft $\mu_0 = 1$ ist, wie es auch aus der Ampère'schen Formel folgt. Ebenso ist die Spannung, die jeder Leiter in seiner eigenen Richtung erfährt

$$Z = \frac{1}{2}\,\frac{dL}{dl}\, I_0^2 = I_0^2 \left(\mu_0 \log \frac{e^2}{R_1 R_2} + \frac{\mu}{2}\right).$$

Diese Rechnung erklärt das Bd. III, §. 8 erwähnte Experiment, durch welches Ampère die Abstossung zweier auf einander folgender Stromeselemente begründen wollte. Die in dem Quecksilber zu dem einen der beiden parallelen Arme des schwimmenden Bügels fliessenden Stromestheile stossen den anderen parallelen Arm des letzteren ab und umgekehrt. Die Abstossung wird um so grösser, je grösser $e$ ist.

Durch eine ähnliche Berechnung findet Maxwell, dass in einem Leiter von grösserem kreisförmigem Querschnitte, der Länge $l$ und dem Widerstande $W$ beim Entstehen des Stromes $I$ die elektromotorische Kraft

$$E = W I + l\left(A + \frac{1}{2}\right)\frac{dI}{dt} + \frac{1}{12}\,\frac{l^2}{W}\,\frac{d^2 I}{dt^2} + \frac{1}{48}\,\frac{l^3}{W^2}\,\frac{d^3 I}{dt^3} + \cdots$$

ist, wo das erste Glied rechts nach dem Ohm'schen Gesetze die elektromotorische Kraft zur Ueberwindung des Widerstandes, das zweite Glied die elektromotorische Kraft zur Vermehrung des elektrokinetischen Momentes angiebt

treten würde, wenn plötzlich alle Ströme in den Leitern aufhörten und die Magnete vernichtet würden, in welchem **zweitens** durch elektromotorische Kräfte elektrische Vertheilungen entständen, die bei ihrem Verschwinden ebenfalls Arbeit erzeugen können.

Die dem **ersten Antheile** entsprechende ganze Energie ist, wenn zunächst nur Ströme zugegen sind, gleich

$$A_1 = {}^1/_2 \int (V_x u + V_y v + V_z w)\, dx\, dy\, dz,$$

wie sich ergiebt, wenn in Gl. 1), §. 1590 $\Sigma L \xi = p$ gesetzt und dann $p$ aus Gl. 1), §. 1593 eingeführt wird, wobei die Integration über alle im Raume befindlichen Ströme auszudehnen ist. Werden die Werthe $u$, $v$, $w$ aus den Gleichungen $C)$ eingeführt und darauf die einzelnen Glieder partiell integrirt, wobei z. B.

$$\int V_x \frac{\partial \alpha}{\partial y}\, dx\, dy\, dz = \int \left( \frac{\partial \alpha}{\partial y}\, dy \,.\, V_x\, dx\, dz \right)$$

gesetzt wird, so erhält man, da die Werthe $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ für die unendlichen Grenzen verschwinden:

$$A_1 = \frac{1}{8\pi} \int (a\alpha + b\beta + c\gamma)\, dx\, dy\, dz \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

oder, wenn das Medium isotrop ist, also $a = \mu\alpha$, $b = \mu\beta$, $c = \mu\gamma$ zu setzen ist:

$$A_1 = \frac{\mu}{8\pi} \int (\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)\, dx\, dy\, dz = \frac{1}{8\pi} M^2 \quad . \quad 1\,a)$$

Die dem Vorhandensein von Magneten entsprechende Energie lässt sich in gleicher Weise ausdrücken, da die Magnete stets durch Systeme kleiner Ströme ersetzt werden können.

**1602** Die Werthe $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ können als Differentialquotienten des magnetischen Potentials $\varphi$ an jeder Stelle des Raumes aufgefasst werden (vergl. §. 1594), wenn nicht in dem Magnetfelde geschlossene Ströme vorhanden sind; wo dann der Werth des Potentials vieldeutig wird. Indess unterscheiden sich die einzelnen Werthe nur um eine Constante ($4 n \pi i$, vergl. §. 1598), so dass doch die Differentialquotienten unverändert bleiben. Dann ist

$$\alpha = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \qquad \beta = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \qquad \gamma = \frac{\partial \varphi}{\partial z}$$

und die innere Energie des Magnetfeldes wird nach §. 1601 Gl. 1) bei partieller Integration

---

die übrigen Glieder die Correction in Folge der Ungleichheit der Stromintensität in den verschiedenen concentrischen Schichten des Leiters bezeichnen. — $A$ ist eine von der Gestalt des Schliessungskreises abhängige Constante.

Alle diese Resultate könnte man ebensowohl aus den Formeln von **Ampère**, **Clausius**, **Grassmann**, **Weber** und **Neumann** ableiten.

$$A_1 = -\frac{1}{8\pi}\int \varphi \left(\frac{da}{dx} + \frac{db}{dy} + \frac{dc}{dz}\right) dx\,dy\,dz.$$

Der Ausdruck $(da/dx + db/dy + dc/dz)\,dx\,dy\,dz$ entspricht der Aenderung der magnetischen Kraft im Element $dx\,dy\,dz$, also dem freien, daselbst auftretenden Magnetismus, oder der Zahl der von dem Element ausgehenden Kraftlinien. Da nun von einem Pole, welcher auf eine um die Längeneinheit entfernte Flächeneinheit mit der Kraft Eins wirkt, $4\pi$ Kraftlinien ausgehen, so können wir ihm die Intensität $4\pi$, also einem Pole von der Kraft $m$ die Intensität $4\pi m$ zuertheilen und so obigen Ausdruck gleich $4\pi m . dx\,dy\,dz$ setzen. Es wird dann

$$A_1 = {}^1/_2 \int (\varphi m)\, dx\,dy\,dz.$$

Sind nur zwei Pole $m_1$ und $m_2$ vorhanden, welche die Potentiale $\varphi_1$ und $\varphi_2$ erzeugen, und wird $m_2$ in der Richtung der, beide Pole verbindenden $X$-Axe durch eine Kraft $X$ um $dx$ bewegt, so ist die geleistete Arbeit gleich der Abnahme von $A_1$, also

$$X\,dx = {}^1/_2\, d[(\varphi_1 + \varphi_2)(m_1 + m_2)].$$

Da aber nach den Sätzen von Green $m_1 \varphi_2 = m_2 \varphi_1$ ist, so folgt

$$X = m_2 \frac{d\varphi_1}{dx}.$$

Ist $\mu$ das magnetische Vertheilungsvermögen des Mediums, so ist das vom Pol $m_1$ im Abstande $r$ von demselben erzeugte Potential

$$\varphi_1 = -\frac{m_1}{\mu r},$$

also die Abstossung der Pole

$$X = \frac{1}{\mu}\frac{m_1 m_2}{r^2} = \frac{1}{1 + 4\pi\varkappa} \cdot \frac{m_1 m_2}{r^2},$$

wo $\varkappa$ die magnetische Susceptibilität ist (vergl. Bd. III, §. 381).

1603 Der zweite, durch die elektrische Vertheilung bedingte Antheil der Energie ist

$$A_\psi = {}^1/_2 \int\int\int dx\,dy\,dz\, (e . \psi),$$

wo $\psi$ die elektromotorische Kraft, $e$ die in der Volumeneinheit vertheilte Elektricität ist, und die Integration über den ganzen Raum auszudehnen ist. Wird hier der Werth $e$ aus Gl. $G$), §. 1599 eingeführt, und partiell integrirt, wobei zu berücksichtigen ist, dass in Gl. $D$) und $E$) die Werthe

$$E_x = -d\psi/dx, \quad E_y = -d\psi/dy, \quad E_z = -d\psi/dz$$

sind, so folgt unter Zuhülfenahme der Gleichungen $E$) und Beachtung, dass für die Unendlichkeit $\psi$ unendlich klein ist

$$A_\psi = {}^1/_2 \int\int\int (E_x e_x + E_y e_y + E_z e_z)\, dx\,dy\,dz.$$

1604 Durch eine gleiche Deduction, wie für die Abstossung der Magnetpole, lässt sich zeigen, dass in einem Medium, in welchem der Dielektricitätscoefficient gleich $K$ oder das specifische Vertheilungsvermögen gleich $K/4\pi$ ist, die Abstossung zweier freier Elektricitätsmengen $e_1$ und $e_2$ gleich

$$\frac{1}{K}\frac{e_1 e_2}{r^2}$$

ist.

1605 Die vorliegende Darstellung der elektromagnetischen Erscheinungen unterscheidet sich wesentlich von den früheren dadurch, dass bei ihr stets auch die durch die Bildung von elektrostatischen Spannungen erzeugten Strömungen u. s. f. berücksichtigt sind. Es sind daher auch in dieselbe die in den Nichtleitern vorgehenden Erscheinungen einbegriffen, in denen zugleich der Durchgang des Lichtes studirt werden kann. Bei der Theorie von Maxwell ist ferner die Existenz eines Mediums in und ausserhalb der Körper vorausgesetzt, in welchem die elektromagnetischen Störungen in Form von kinetischer Energie vor sich gehen. Die Hypothese, dass dieses Medium der Lichtäther ist, kann wenigstens bis zu einem gewissen Grade auf ihre Wahrscheinlichkeit durch die Vergleichung der Geschwindigkeiten geprüft werden, mit der sich elektromagnetische und optische Bewegungen in demselben Medium fortpflanzen.

Die Gleichungen $C)$ §. 1598 haben uns die Abhängigkeit der Dichtigkeit der elektrischen Strömung von den an jeder Stelle wirkenden elektromagnetischen äusseren Kräften ergeben. Wird in dieselben für ein isotropes Medium $a = \mu\alpha$, $b = \mu\beta$, $c = \mu\gamma$ (§. 1594) eingeführt und werden darauf $a$, $b$, $c$ nach den Gleichungen $A)$ §. 1593 in $V_x$, $V_y$, $V_z$ ausgedrückt, so wird z. B. die Gleichung

$$\frac{\partial\gamma}{\partial y} - \frac{\partial\alpha}{\partial z} = 4\pi u \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 1)$$

$$\frac{\partial^2 V_y}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V_x}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 V_z}{\partial x \partial z} = 4\mu\pi u \quad . \; . \; . \quad 2)$$

u. s. f. Setzen wir

$$\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} = I$$

und

$$\frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial z^2} = \overline{\Delta^2 V_x}$$

u. s. f., so ist diese Gleichung

$$\frac{\partial I}{\partial x} - \overline{\Delta^2 V_x} = 4\mu\pi u \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 3)$$

Analog sind die Gleichungen für $v$ und $w$. Die Werthe $u$, $v$, $w$ ergeben

sich aus den Gleichungen $F$), in welche die Ausdrücke für die elektromotorische Kraft $E$ aus den Gleichungen $B$) einzuführen sind.

1606 Ruht das betrachtete Medium, so fallen in letzteren Gleichungen die ersten $dx/dt$, $dy/dt$, $dz/dt$ enthaltenden Glieder fort und es bleiben für die Gleichungen 3) die folgenden Ausdrücke:

$$\mu\left(4\pi F + K\frac{d}{dt}\right)\left(\frac{\partial V_x}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x}\right) + \frac{\partial I}{\partial x} + \overline{\Delta^2 V_x} = 0 \quad . \quad . \quad 4)$$

u. s. f. Werden die drei so gewonnenen Gleichungen nach $x$, $y$ und $z$ differenzirt und addirt, so ist

$$\mu\left(4\pi F + K\frac{d}{dt}\right)\left(\frac{\partial I}{\partial t} - \overline{\Delta^2 \psi}\right) = 0.$$

Ist das Medium ein Nichtleiter, so ist $F = 0$. $\overline{\Delta^2 \psi}$ stellt die Dichtigkeit der freien Elektricität in der Volumeneinheit dar und ist von $t$ unabhängig. $I$ ist demnach eine lineare Function von $t$ und das Glied $\partial I/\partial x$ in Gl. 4) kann eben so wenig, wie das $\psi$ enthaltende Glied periodische Veränderungen des Mediums involviren. Diese sind nur ausgedrückt durch

$$\mu K\frac{\partial^2 V_x}{\partial t^2} + \overline{\Delta^2 V_x} = 0$$

und ebenso

$$\mu K\frac{\partial^2 V_y}{\partial t^2} + \overline{\Delta^2 V_y} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5)$$

$$\mu K\frac{\partial^2 V_z}{\partial t^2} + \overline{\Delta^2 V_z} = 0.$$

Dies sind dieselben Gleichungen, welche die Bewegungen eines elastischen festen Körpers darstellen, in welchen sich Schwingungen mit der Geschwindigkeit $V = 1/\sqrt{K\mu}$ fortpflanzen.

1607 Werden die Constanten in elektrostatischen Einheiten gemessen, so ist in der Luft $K = 1$ und $\mu = v^{-2}$ (vergl. §. 1595), also

$$V = v \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6)$$

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektrischer Störungen in der Luft wäre demnach gleich der Geschwindigkeit, welche die Zahl der elektrostatischen Einheiten in einer elektromagnetischen Einheit ausdrückt und die nach den verschiedenen Versuchen im Mittel etwa $30 \,.\, 10^9$ cm/sec beträgt; ein Werth, der in der That der Lichtgeschwindigkeit, 29,836 bis $31,400 \,.\, 10^9$ cm/sec, sehr nahe steht.

1608 Ist die Dielektricitätsconstante eines nichtleitenden Körpers $K_n$, seine magnetische Inductionsconstante $\mu_n$, welche in den nicht magnetischen Körpern der Constante $\mu$ für die Luft gleich gesetzt werden kann, so

wird die Fortpflanzungsgeschwindigkeit $C_n$ der Störungen in diesem Körper

$$C_n = \frac{1}{\sqrt{K_n}} C \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7)$$

oder, wenn $n = C / C_n$ gleich dem Brechungsindex des Körpers ist,

$$K_n = n^2.$$

Nach der Theorie von Maxwell ist also das elektrische specifische Vertheilungsvermögen eines Körpers gleich dem Quadrat seines Brechungsindex.

Die Bestätigungen dieses Satzes haben wir bereits Bd. II, §. 43 u. f. angeführt.

Da die Fortpflanzung der Elektricitätsstörungen in schlechten Leitern sehr langsam erfolgt, so ist für vergleichende Messungen der elektrischen und optischen Erscheinungen Licht von der grössten Wellenlänge zu wählen.

1609 Können sich die elektrischen und magnetischen Störungen in ebenen Wellen fortpflanzen, welche z. B. normal zur $Z$-Axe sind, so können die dieselben bedingenden Werthe sich nur in der Richtung der $Z$-Axe ändern, also nur Functionen von $z$ und $t$ sein. Dann ist also, wenn $a = \mu\alpha$, $b = \mu\beta$, $c = \mu\gamma$ ist, in Gl. $C$) unter Berücksichtigung von Gl. $A$)

$$a = -\frac{\partial V_y}{\partial z}; \quad b = -\frac{\partial V_x}{\partial z}; \quad c = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8)$$

$$4\pi\mu u = -\frac{\partial^2 V_x}{\partial z^2}; \quad 4\pi\mu v = -\frac{\partial^2 V_y}{\partial z^2}; \quad 4\pi\mu w = 0 \quad . \quad 9)$$

Die Werthe 8) entsprechen den magnetischen, die Werthe 9) den elektrischen Störungen, welche beide in die Wellenebene fallen. Wenn die wirkende Kraft eine magnetische Störung nur in der Richtung der $X$-Axe erzeugt, so fällt die elektrische Störung mit der $Y$-Axe zusammen, steht also auf ersterer senkrecht. Aus den Gl. 5) folgt unter denselben Bedingungen in Folge der Gl. $C$)

$$\mu K \frac{\partial^2 V_x}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 V_x}{\partial z^2} = 0; \quad \mu K \frac{\partial^2 V_y}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 V_y}{\partial z^2} = 0; \quad \mu K \frac{\partial^2 V_z}{\partial t^2} = 0 \quad . \quad 10)$$

Während die ersten beiden Gleichungen die Fortpflanzung ebener Wellen nach den Formeln

$$V_x = F(z - Vt) + f(z + Vt); \quad V_y = \Phi(z - Vt) + \varphi(z + Vt) \quad 11)$$

darstellen, ergiebt die dritte Gleichung

$$V_z = \frac{1}{\mu K}(A + Bt) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 12)$$

Der Werth $V_z$ kann also an der Wellenbewegung keinen Antheil haben. Die elektrisch-magnetischen Störungen können keine Longitudinalwellen geben.

**1610** Nimmt man an, dass die elektrostatische Vertheilung nach den drei Axenrichtungen verschieden ist, so erhält man analog den bisherigen Betrachtungen Gleichungen, welche der Fortpflanzung der Lichtwellen in krystallinischen Medien entsprechen, wenn die Polarisationsebene des Lichtes als senkrecht zur Ebene der elektrischen Störungen durch den Strahl angenommen wird.

**1611** Sind im Gegentheil die Körper so gute Leiter, dass die elektrostatische Vertheilung zu vernachlässigen ist, so wird die Ausbreitung der elektrischen Störungen mit der Zeit durch Gleichung 4) dargestellt, in welcher nunmehr $K = 0$ zu setzen ist. Dann ist

$$\overline{\Delta^2 V_x} + 4\pi\mu F \frac{\partial V_x}{\partial t} = 0$$

u. s. f. Diese Gleichung entspricht der Gleichung der Wärmeleitung. Die Aenderungen von $V_x$ in der Richtung der auf der $XY$-Ebene senkrechten $Z$-Axe finden in ganz derselben Weise statt, wie die Ausbreitung der Wärme in einem festen Körper, wenn die Anfangszustände von $V_x$ und der Temperatur $t$ dieselben sind.

Wird also an einer Stelle eines Mediums ein Strom in der Richtung der $X$-Axe erzeugt, so entsteht dicht daneben ein entgegengerichteter Inductionsstrom, beide Ströme heben sich zuerst in ihrer elektromagnetischen Wirkung auf entfernte Punkte auf. Dann verschwindet der Inductionsstrom, erzeugt entfernter vom ursprünglichen Strome einen neuen Inductionsstrom u. s. f., so dass sich die Induction mit abnehmender Intensität immer weiter ausbreitet, gerade wie die Wärme.

Hierbei ist diese laterale Leitungsfähigkeit umgekehrt proportional $4\pi\mu F$ zu nehmen (während nach den Versuchen die elektrische Leitungsfähigkeit der thermischen direct proportional ist), so dass also ein bestimmter Zustand des Mediums um so langsamer erreicht wird, je besser dasselbe leitet. In der That wird, wenn ein geschlossener Stromkreis von einer unendlich gut leitenden Hülle umgeben ist, und in ersterem ein Strom erzeugt wird, die inducirende Wirkung nach aussen vollständig gehindert [1]).

---

[1]) Leitet das Medium unvollkommen, so wird die Gleichung der Wellenbewegung

$$\frac{\partial^2 V_x}{\partial z^2} = \mu K \frac{\partial^2 V_x}{\partial t^2} + 4\pi\mu F \frac{\partial V_x}{\partial t},$$

deren Lösung $V_x = e^{-pz} \cos(nt - qz)$ ist, wenn $q^2 - p^2 = \mu K n$, $2pq = 4\pi\mu F n$ ist.

In diesem Falle findet sowohl eine elektrostatische Vertheilung, wie eine Leitung statt und die der letzteren entsprechende Energie setzt sich in Wärme um, wird also absorbirt. Die genauere Discussion der Gleichung würde ergeben, dass in einem Medium um so mehr Licht bei dem Durchgange absorbirt werden müsste, je besser dasselbe leitete. Indess hat dieser Satz doch durchaus keine allgemeine Gültigkeit.

Nach Fourier ist, wenn $(F)$ die Temperatur eines Punktes der Substanz, $\gamma$ die thermometrische Leitungsfähigkeit ist, 1612

$$\Delta^2(F) + \frac{1}{\gamma}\frac{\partial(F)}{\partial t} = 0.$$

Sollen die thermischen, optischen und elektromagnetischen Erscheinungen alle auf gleichen Störungen beruhen, so sollte $4\pi\mu F = 1/\gamma$ sein. $\gamma$ ist die Zahl der Volumeneinheiten der Substanz, welche durch diejenige Wärmemenge um $1^0$ C. erwärmt wird, welche bei $1^0$ Temperaturdifferenz durch zwei gegenüberliegende Flächen eines Cubus derselben von der Volumeneinheit in der Zeiteinheit strömt. Sie wird also aus der thermischen Leitungsfähigkeit durch Division mit der specifischen Wärme der Volumeneinheit erhalten. Dann werden nach Fröhlich[1]) für

| | Mg | Cu | Au | Sn | Fe | Pb | Pt | Bi |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $4\pi\mu F$ | 100 | 77,2 | 60,7 | 15,7 | 6250 | 8,7 | 9,5 | 1,9 |
| $1/\gamma$ | 100 | 188,3 | 194,7 | 185,6 | 1205,7 | 679,5 | 1408,3 | 2840,1 |

Die Zahlen stimmen also nicht mit einander überein.

Dass die Gleichungen von Maxwell unter gewissen Voraussetzungen aus einer Vervollständigung der gewöhnlichen elektrodynamischen Gleichungen folgen, hat Hertz[2]) berechnet. Unter der Annahme, dass die von Strömen und Magnetpolen ausgehenden magnetischen Kräfte identisch seien, ebenso die elektrischen Kräfte in Folge von Inductionswirkungen und elektrostatischen Einwirkungen, betrachtet er das Verhalten von Ringmagneten. Verschwindet der Magnetismus eines Ringmagnets, so sucht er nach Hertz die in seiner Nähe vorhandene Elektricität um sich mit einer der Geschwindigkeit des Erlöschens proportionalen Kraft herumzuwirbeln. Die Vertheilung der Kraft im Raume ist dieselbe, wie die Vertheilung der magnetischen Kraft um einen an Stelle des Magnets tretenden Kreisstrom. Man kann dies ausdrücken, indem man die Veränderung der magnetischen Polarisation in einem Ringmagnet als einen „magnetischen Strom" im Ringe bezeichnet. Dann ziehen sich nach Hertz zwei verschwindende Ringmagnete bei gleichgerichteter Polarisation, resp. gleichgerichtete magnetische Ströme an, entgegengesetzte stossen sich ab, magnetische Ströme müssten elektrisch geladene Körper bewegen und sich bei Einwirkung elektrostatisch geladener Kräfte senkrecht gegen deren Richtung einstellen. In weiterer Analogie der magnetischen und elektrischen geschlossenen Ströme müsste ein zur Kraftrichtung eines elektrischen Feldes senkrechter Eisenring bei Aenderung der Intensität des Feldes sich plötzlich polarisiren, wenn er um eine gegen jene Kraftrichtung senkrechte Axe gedreht wird; ein Ringmagnet müsste bei Aenderung seiner Polarisationsrichtung in benach- 1613

[1]) Fröhlich, Pogg. Ann. 160, p. 97, 1877*. — [2]) H. Hertz, Wied. Ann. 23, p. 84, 1884*.

barten Eisenringen wechselnde Polarisationen durch Induction hervorrufen. Indess sind alle diese Erscheinungen noch nicht beobachtet worden.

Ersetzt man den Ringmagnet durch ein geschlossenes Solenoid, in welchem die Stromintensität wechselt, so erzeugt es wie jener bei veränderlicher Magnetisirung inducirte elektromotorische Kräfte. Die veränderlichen Solenoide müssten also ganz ähnliche elektrodynamische Anziehungen ausüben, wie die veränderlichen Ringmagnete. Danach sollte entgegen den Annahmen in der gewöhnlichen Elektrodynamik die Anziehung von Strömen von ihrer Veränderung, nicht allein von ihrer jeweiligen Intensität abhängen. Deshalb sind Zusatzglieder zu der magnetischen Wirkung constanter Ströme anzubringen, welche auch eine Correctur der inducirten elektrischen Kräfte verlangt, die wieder eine Aenderung in den magnetischen Kräften bedingt u. s. f. Führt man diese Ergänzung durch, so gelangt man zu den Gleichungen von Maxwell.

**1614** Wir haben schon §. 1550 angeführt, dass die Verhältnisse im Magnetfelde denen einer incompressiblen strömenden Flüssigkeit sehr analog sind und die Veränderungen des Potentials in ersterem analogen Veränderungen des Druckes in letzterer entsprechen. Diese Vergleichung lässt sich nach Maxwell noch weiter ausführen.

Ist ein Element $dxdydz$ eines Körpers nach den drei Axen mit den Intensitäten $A$, $B$, $C$ magnetisirt, und sind die äusseren magnetischen Kräfte nach diesen Richtungen $\alpha$, $\beta$, $\gamma$, so ist die potentielle Energie der Magnetisirung des Elementes

$$-(A\alpha + B\beta + C\gamma)\, dxdydz$$

und die das Element in der Richtung der $x$ bewegende Kraft $X_1\, dxdydz$, wo

$$X_1 = A\frac{\partial \alpha}{\partial x} + B\frac{\partial \beta}{\partial y} + C\frac{\partial \gamma}{\partial z}.$$

Fliesst in dem Körper ein Strom, dessen Dichtigkeitscomponenten $u, v, w$ sind, so addirt sich hierzu die Kraft $X_2 = vc - wb$.

Werden die Werthe $a, b, c$ an Stelle von $A, B, C$ [$a = \alpha + 4\pi A$ u. s. f. Gleichung 1), Bd. III, §. 381] und $\alpha, \beta, \gamma$ an Stelle von $u, v, w$ [Gleichung C) §. 1598] eingeführt, so wird, da $\frac{\partial a}{\partial x} + \frac{\partial b}{\partial y} + \frac{\partial c}{\partial z} = 0$ ist (§. 1594), die auf die Volumeneinheit wirkende gesammte Kraft

$$X = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{\partial a\alpha}{\partial x} + \frac{\partial b\beta}{\partial y} + \frac{\partial c\gamma}{\partial z}\right) + \frac{1}{8\pi}\frac{\partial(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)}{\partial x}.$$

Ferner ist das Drehungsmoment, welches das Element um die $X$-Axe in der Richtung von der $Y$- zur $Z$-Axe dreht,

$$L = B\gamma - C\beta = \frac{1}{4\pi}(b\gamma - c\beta).$$



Ist in einem flüssigen Medium ein Element $dxdydz$ abgegrenzt, und sind die Spannungen, welche auf die Einheit der Fläche von $dydz$ wirken, in der Richtung der drei Axen resp. $P_{xx}$, $P_{xy}$, $P_{xz}$, und analog auf die anderen Flächen (wobei, wenn in dem Medium eine Rotation stattfindet, $P_{xz}$ und $P_{zx}$ u. s. f. nicht einander gleich sind), so ist die auf das Element in der Richtung der $X$-Axe wirkende gesammte Kraft

$$X_0 dxdydz = \left(\frac{\partial P_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial P_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial P_{zx}}{\partial x}\right) dxdydz,$$

und das Drehungsmoment, welches das Element um die $X$-Axe in der Richtung von der $Y$- zur $Z$-Axe dreht,

$$L_0 dxdydz = (P_{yz} - P_{zy}) dxdydz.$$

Analog entwickeln sich die entsprechenden Gleichungen für die anderen Axen.

Die Werthe $X_0$ und $L_0$ werden mit den im vorigen Paragraphen gegebenen Werthen $X$ und $L$ identisch, wenn die Spannungen

$$P_{xx} = \frac{1}{4\pi}[a\alpha - {}^1/_2(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)]$$

$$P_{yy} = \frac{1}{4\pi}[b\beta - {}^1/_2(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)]$$

$$P_{zz} = \frac{1}{4\pi}[c\gamma - {}^1/_2(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)]$$

$$P_{yz} = \frac{1}{4\pi} b\gamma;\quad P_{zy} = \frac{1}{4\pi} c\beta;\quad P_{zx} = \frac{1}{4\pi} c\alpha;\quad P_{xz} = \frac{1}{4\pi} a\gamma$$

$$P_{xy} = \frac{1}{4\pi} a\beta;\quad P_{yx} = \frac{1}{4\pi} ba$$

gesetzt werden. — Wird der Winkel $2\varepsilon$ zwischen den Richtungen der magnetischen Kraft $H$ und der magnetischen Induction $M$ durch die $X$-Axe halbirt, so ist

$$\alpha = H\cos\varepsilon,\quad \beta = H\sin\varepsilon,\quad \gamma = 0;$$
$$a = M\cos\varepsilon,\quad b = -M\sin\varepsilon,\quad c = 0.$$

Bei Einführung dieser Werthe zeigt sich, dass folgende Kräfte wirken: 1) nach allen Richtungen ein Druck $H^2/8\pi$; 2) eine Dehnung in der Richtung der $X$-Axe, gleich $MH\cos^2\varepsilon/4\pi$; 3) ein Druck in der den Supplementwinkel zu $2\varepsilon$ halbirenden Richtung gleich $MH\sin 2\varepsilon/4\pi$; 4) ein Kräftepaar, welches jedes Element in der Ebene von $H$ und $M$ von $M$ nach $H$ dreht und gleich $\pm MH\sin 2\varepsilon/4\pi$ ist. Ist $\varepsilon = 0$, so fällt letzteres fort, und die Dehnung in der Richtung der $X$-Axe ist $(MH - \frac{1}{2}H^2)/4\pi$; in der der $Y$-Axe $-H^2/8\pi$. Ist keine Magnetisirung vorhanden, also $H = M$, so besteht nur eine Dehnung $H^2/8\pi$ in der Richtung der Kraftlinien und ein Druck $H^2/8\pi$ in allen Richtungen senkrecht zu denselben.

1616 Wir haben schon früher angedeutet, dass sich die elektrostatischen und magnetischen Attractionserscheinungen in ganz analoger Weise verhalten. Somit können beide Erscheinungsgebiete in gleicher Weise mit den Druckverhältnissen einer Flüssigkeit parallelisirt werden. Da nun die zur $Z$-Axe normalen elektrischen und magnetischen Schwingungen nach §. 1609 auf einander senkrecht stehen, so entspricht die elektrostatische Energie einem Druck $D$ in der Richtung der $Y$- und $Z$-Axe, einer Dehnung $D$ in der Richtung der $X$-Axe; die elektromagnetische Energie dagegen einem Druck $D$ in der Richtung der $X$- und $Z$-Axe, einer Dehnung $D$ in der Richtung der $Y$-Axe; beide vereint also geben einen Druck $2D$ in der Richtung der Fortpflanzungsrichtung $Z$ der Welle [1]).

1617 Die elektromagnetischen Erscheinungen, die elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene des Lichtes u. s. f. deuten darauf hin, dass die Elemente des elastischen Mediums, in welchem dieselben auftreten, in rotatorischer Bewegung sind. Bereits §. 1538 haben wir erwähnt, dass v. Helmholtz diese Analogie hervorgehoben hat. Nimmt man mit Maxwell [2]) an, dass diese Wirbel ihre Axen in der Richtung der Magnetkraftlinien haben, ihre Drehungsrichtung der Richtung der supponirten Ampère'schen Molecularströme entspricht, so kann man die Spannungen in dem Medium in folgender Art ableiten. Es sei die mittlere Dichtigkeit eines Wirbels gleich $\varrho$, die Geschwindigkeit am Rande gleich $v$, der Druck in der Richtung der Axe $p_1$, der Ueberschuss des Druckes an dem Rande des Wirbels in äquatorialer Richtung zu seiner Drehungsaxe $p_1 - p_2 = \mu v^2/4\pi$, wo $\mu/4\pi$ eine der Dichtigkeit $\varrho$ proportionale, von der Gestalt des Wirbels und der Vertheilung der Dichtigkeit darin abhängige Constante ist. Dann ist das Verhalten des Mediums das gleiche, wie wenn es nach allen Richtungen einem hydrostatischen

---

[1]) Ist die Formel für die Schwingungen des Lichtes

$$F = A \cos \frac{2\pi}{\lambda}(z - Vt),$$

so ist die derselben entsprechende, sie erzeugende elektromotorische Kraft

$$P = -A\frac{2\pi}{\lambda}\sin\frac{2\pi}{\lambda}(z - Vt),$$

also die Energie in der Volumeneinheit gleich $P^2/8\pi\mu V^2$, wenn $P$ der Maximalwerth der erregenden elektromotorischen Kraft ist. Diese Energie ist zur Hälfte den magnetischen, zur Hälfte den elektrischen Bewegungen zuzuschreiben. In der Zeiteinheit geht also durch die Flächeneinheit die Energie $W = P^2/8\pi\mu V$ hindurch, wodurch sich die elektromotorische Kraft $P = \sqrt{8\pi\mu V W}$ ergiebt. Fällt Sonnenlicht auf eine Fläche, z. B. einen Quadratfuss der Erde, so ist die Energie derselben in der Secunde 83,4 Fusspfund, woraus sich in elektromagnetischen Einheiten die elektromotorische Kraft gleich 67 oder nahe der von 600 Daniell'schen Elementen für jeden Meter ergiebt. Das Maximum der magnetischen Kraft, welche dabei auftritt, ist etwa etwas mehr als $^1/_{10}$ der horizontalen magnetischen Intensität in England (Maxwell, l. c.). — [2]) Maxwell, Phil. Mag. [4] **21**, p. 161, 281, 338, 1861*; **23**, p. 12, 85, 1862*. Wir deuten diese Betrachtungen nur an.

Druck $p_1$ unterworfen wäre und in der Richtung der Axe eine entsprechende Spannung $p_1 - p_2$ hinzuträte. Ist $P_{xx}$ die in der Richtung parallel der $X$-Axe stattfindende Spannung, sind $P_{yz}$ und $P_{zx}$ die in den Coordinatenebenen $XY$ und $XZ$ stattfindenden tangentialen Spannungen, sind die Richtungscosinus der Axen der Wirbel $\xi$, $\eta$, $\zeta$, so ist

$$P_{xx} = \frac{\mu}{4\pi} v^2 \xi^2 - p_1; \quad P_{yx} = \frac{\mu}{4\pi} v^2 \eta \zeta; \quad P_{zx} = \frac{4}{4\mu} v^2 \zeta \xi.$$

Wird hier $p_1 = 1/8\pi . (\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)$, $v\xi = \alpha$, $v\eta = \beta$, $v\zeta = \gamma$ gesetzt, so stimmen diese Gleichungen mit denen des §. 1615 überein, da $\mu\alpha = a$, $\mu\beta = b$, $\mu\gamma = c$ ist. Die Annahme solcher Wirbel führt also zu denselben Resultaten, wie die aus den mechanischen Gleichungen entwickelte Theorie.

**1618** Glazebrook[1]) hat dann weiter berechnet, dass aus der Annahme, die magnetische Kraft an einer Stelle des magnetischen Fluidums sei der Winkelgeschwindigkeit des Molecularwirbels einer an Stelle derselben

[1]) Glazebrook, Phil. Mag. [5] **11**, p. 397, 1881*; Beibl. **5**, p. 906*. Siehe ebendaselbst eine Erklärung des Hall'schen Phänomens nach denselben Principien. — Etwas anders als Maxwell hat Rowland (Amer. Journ. of Math. **3**, p. 89, 1880*; Beibl. **5**, p. 313*) die magnetischen Erscheinungen zu erklären versucht, indem er den Raum mit einem leitenden Medium erfüllt ansieht, in welchem von einzelnen elektrischen Punkten von der Stärke $e$ Elektricitätsmengen $4\pi e$ ausströmen; ganz analog, wie für die magnetischen Phänomene angenommen wird, dass von einem Pol von der Stärke $m$ je $4\pi m$ Kraftlinien ausgehen.

Elektrische und magnetische Punkte können je unter einander nur in ihrer Verbindungslinie wirken, dagegen kann ein elektrischer Punkt und ein magnetischer Pol keine rein magnetischen Wirkungen auf einander ausüben, daher können es auch nicht ungeschlossene elektrische Ströme.

Liegt eine Reihe abwechselnd gleich stark positiver und negativer elektrischer Punkte neben einander, so können sie ebenfalls nicht rein magnetisch wirken; werden sie aber verbunden, und bewirkt eine elektromotorische Kraft einen der Stärke der Punkte gleichen in sich geschlossenen Strom, so wirkt er magnetisch. So wird die Wechselwirkung zwischen elektromotorischen Kräften und Magneten an Stelle der zwischen Strömen und Magneten gesetzt.

In ähnlicher Weise wird zwischen magnetischen Punkten, zwischen denen eine ihrer Stärke gleiche Zahl von Kraftlinien hindurchgeht, dieser Durchgang auf eine magnetomotorische Kraft bezogen, welche dem früheren Begriffe der Magnetisirung entspricht. Auch die Linien der magnetischen Induction sind wie die der elektrischen Ströme geschlossen. Dann geben alle Gleichungen zwischen elektrischen Strömen und elektromotorischer Kraft auch die zwischen magnetischer Induction und magnetomotorischer Kraft. Stromelemente und Molecularmagnete entsprechen in ihrer Richtung wirkenden elektromotorischen und magnetomotorischen Kräften. Wird ein geschlossener Strom durch eine magnetische Doppelfläche ersetzt, so wirkt normal zu derselben eine magnetomotorische Kraft. Ein elektromotorischer Punkt sucht quer durch die Magnetkraftlinien hindurchzugehen, deshalb rotirt ein Magnetpol um einen elektromotorischen Punkt, und umgekehrt sucht ein magnetomotorischer Punkt durch einen Strom senkrecht hindurchzugehen und deshalb rotirt ein elektrischer Punkt um einen magnetomotorischen. Jedes magnetomotorische Element ist von einem Kreisstrom oder vielmehr einer elektromotorischen Kraft umgeben, die Kraftlinien umgeben es von allen Seiten.

So ist auf diese Erscheinungen die Wirbeltheorie anzuwend[illegible] an-genommen wird, dass sich die Wirbel in einer vollkom[illegible] be-

gesetzten zähen Flüssigkeit daselbst gleich, während die Dichte der Flüssigkeit der magnetischen Inductionsfähigkeit proportional ist, wenn $k$ der Reibungscoefficient, $\varrho$ die Dichte des Mediums, und $4\pi\mu k/\varrho$ gleich dem elektrischen Widerstande ist, die Gleichungen von Maxwell für das elektromagnetische Feld folgen. Bei einer ganz gleichen Behandlung ergeben sich die Gleichungen für das magnetische Feld in einem Dielektricum aus den Gleichungen der Bewegung eines elastischen festen Körpers, dessen Starrheitscoefficient $B$ ist, wenn man die specifische Inductionscapacität $k = \varrho/\mu B$ setzt.

**1619** Befindet sich ein Nordpol zwischen den Polen eines festen Magnetes, so gehen von ihm Kraftlinien aus, welche gleiche Richtung mit den vom Nordpol zum Südpol des festen Magnetes laufenden Kraftlinien besitzen. Die Geschwindigkeit der Wirbel wird nach Maxwell auf der Seite dieses letzteren Poles beschleunigt, ebenso wie sie auf der Seite des Nordpoles verzögert wird; daher bewegt sich der Nordpol zum Südpol des Magnetes hin. Wird an Stelle des Nordpoles ein Südpol gesetzt, so laufen von diesem die Kraftlinien in entgegengesetzter Richtung; es tritt also gerade das umgekehrte Verhalten ein. Aus derselben Betrachtung würde folgen, dass Körper, welche im Magnetfeld stärker magnetisch erregt werden, als die Umgebung, sich zu Orten grösserer magnetischer Intensität, Körper, die schwächer erregt werden, zu Orten kleinerer Intensität hinbewegen; dass die Abstossung eines Magnetpoles durch einen gleichnamigen Pol umgekehrt dem Quadrat der Entfernung entspricht. Ferner muss die Anziehung zweier Pole in magnetischen Medien kleiner sein, als in schwächer magnetischen. Umgekehrt sollte die Anziehung zweier Stromesleiter sich verhalten.

Da die, neben einander um parallele Axen rotirenden Massen des magnetischen Fluidums sich gegenseitig in ihrer Bewegung stören würden,

---

wegen. Da nach v. Helmholtz Wirbelringe durch äussere, auf eine Flüssigkeit wirkende Kräfte weder erzeugt, noch zerstört werden können, nimmt Rowland an, dass eine elektromotorische Kraft gerade um sich herum Wirbelringe erzeugt, welche je nach ihrer Bildung voranschreiten, bis der ganze Raum mit ihnen erfüllt ist und Gleichgewicht eintritt.

Dann müsste aber nach J. J. Thomson (Nature 24, p. 204*; Beibl. 6, p. 46*) das ganze Fluidum durch den kleinen Ort der elektromotorischen Kraft nach einer bestimmten Richtung in der unmessbar kurzen Zeit hindurchgehen, in welcher sich auf dem Körper die magnetische Oberfläche bildet, und überdies müsste dann die eine Häfte des Körpers ohne magnetische Ringe und somit unmagnetisch sein.

Die Anziehung zweier Magnete soll von der durch die Wirbel in ihrer Verbindungslinie erzeugten Spannung, welche mit einem transversalen Druck verbunden ist, herrühren.

Auch hier zeigt J. J. Thomson, dass diese Rotation die Spannung nicht allein erklären könne.

Im Weiteren wendet Rowland seine Theorie auf das Hall'sche Phänomen und die magnetische Drehung der Polarisationsebene an, für welche letztere er zu denselben, den Versuchen nicht ganz entsprechenden Formeln, wie Maxwell, kommt. Beide Erscheinungen sollen auf derselben Ursache beruhen.

Weitere Einwände s. J. J. Thomson, l. c.

so macht Maxwell l. c. die Annahme, dass zwischen ihnen Partikel liegen, welche äusserst klein und in äusserst geringer Masse vorhanden sein sollen, die für sich keine Bewegung erhalten, sondern gewissermaassen wie Transmissionsräder von den magnetischen Wirbeln in eine ihrer Rotation entgegengesetzte Drehung versetzt werden; so dass also jeder Wirbel vermittelst dieser Transmission einen benachbarten Wirbel in gleicher Richtung mit der ihm schon ertheilten Drehung weiter zu drehen strebt. Wenn von aussen eine elektromotorische Kraft die Zwischenpartikel bewegt, so ist das Verhalten der Leiter von dem der Nichtleiter (dielektrischen Körper) zu unterscheiden. In ersteren entsteht ein Strom, indem die Zwischenpartikel (wie durch eine poröse Membran) von einem Molecül zum anderen übergehen, wobei sich die elektrische Energie in Wärme umsetzt und somit durch einfache Umkehrung des Processes nicht wieder gewonnen werden kann. In letzteren entsteht eine Spannung der Elektricitäten in jedem Molecül, wie in einem elastischen Medium, die bei Fortfallen der vertheilenden elektromotorischen Kraft wieder verschwindet. Dieser Zustand wird dadurch bedingt, dass die Zwischenpartikel bei ihrer Verschiebung in tangentialer Richtung auf die zwischen ihnen befindliche elastische, magnetische Masse drücken und ihre Gestalt verändern. Hört die Kraft auf zu wirken, so führt dieser elastische Druck umgekehrt die Zwischenpartikel wieder in ihre Ruhelage zurück.

Werden die Zwischenpartikel durch die elektromotorische Kraft in einem Leiter von Molecül zu Molecül in einer bestimmten Richtung zwischen den umgebenden magnetischen Massen bewegt, so setzen sie dieselben in eine Rotation, welche auf der den Zwischenpartikeln zugekehrten Seite im gleichen Sinne mit der Bewegung der letzteren stattfindet. Auf diese Weise soll sich die Anordnung der Magnetkraftlinien um einen Stromesleiter herum erklären.

Würde sich zwischen den magnetischen Wirbeln, welche durch die im Strome bewegten Zwischenpartikel erregt werden, eine andere, noch ruhende, der bewegten Reihe von Zwischenpartikeln parallele Reihe gleicher Molecüle befinden, so würden zunächst neben den bewegten Partikeln magnetische Wirbel entstehen, welche ihre Bewegung auf die zweite Reihe der Partikel übertragen. Diese würden sich dadurch in entgegengesetzter Richtung fortschieben, wie die erste Reihe; ihre Bewegung entspräche einem inducirten Strome, der so lange andauerte, bis die magnetischen Molecüle auf der anderen Seite der Partikel eine gleiche Drehungsgeschwindigkeit erlangt hätten, wie die Molecüle zwischen der ersten und zweiten Reihe der Partikel. Der inducirte Strom dauerte also an während der Mittheilung der Bewegung der magnetischen Wirbel durch die zwischenliegende Reihe der Partikel. Wird in ähnlicher Weise ein Stromesleiter oder ein Magnet in der Nähe eines Leiters bewegt, so ändert sich die Rotationsgeschwindigkeit der Wirbel, und auch so können die Zwischenpartikel bewegt werden, und es kann ein indu-

cirter Strom entstehen. Die tangentiale Kraft also, mit welcher die bewegten magnetischen Molecüle auf die Partikel drücken, würde die elektromotorische Kraft, der Druck der Partikel gegen einander die Spannung zwischen ihnen darstellen.

**1620** Auf die Annahme eben solcher Wirbel basirt Maxwell [1]) die Berechnung der magnetischen Drehung der Polarisationsebene, indem er dabei das von v. Helmholtz [2]) gewonnene Resultat benutzt, dass, wenn ein aus bestimmten Flüssigkeitstheilchen bestehender Wirbel sich in der Flüssigkeit verschiebt, das Product aus seiner Rotationsgeschwindigkeit mit seinem Querschnitt constant bleibt. Er nimmt ferner an, dass die Winkelgeschwindigkeit des durch die Lichtbewegung in (gleichzeitig rechts und links herum stattfindende) Rotationen versetzten Lichtäthers mit der Bewegung des Aethers sich combiniren kann, welche die magnetischen Erscheinungen bedingt. Er gelangt hierdurch zu der schon Bd. III, §. 1116, Gleichung 7) citirten Formel

$$\varrho = const\, \frac{4\pi^2 m}{V}\, \frac{n^2}{\lambda_0^2} \left(n - \lambda_0 \frac{dn}{d\lambda}\right),$$

wo $\varrho$ die Drehung, $m$ die Intensität des Magnetismus in der Richtung des Lichtstrahles, $V$ die Lichtgeschwindigkeit, $\lambda_0$ die Wellenlänge im Vacuum, $n$ der Brechungsindex der Substanz ist. Da dieselbe indess nach den Bd. III, §. 1117 angeführten Versuchen von Verdet nicht genügend mit der Beobachtung übereinstimmt, so glauben wir für die weitere Ausführung der Rechnung auf das Original verweisen zu können.

**1621** Welchen Einfluss auf die magnetischen und elektrischen, auch elektromagnetischen und elektrodynamischen Erscheinungen die elektrische und magnetische Polarisirbarkeit des umgebenden Mediums hat, ist von Stefan [3]) in einer mehr elementaren, sehr übersichtlichen Weise behandelt worden, weshalb wir seine Resultate hier noch mittheilen.

Durch die von einem Magnetpol $m$ in dem Medium an einer Stelle verursachte Vertheilung, deren Intensität in der Volumeneinheit $\mu$ sei, wird daselbst erstens eine magnetische Molecularkraft $-\mu/\varkappa$ erzeugt, wo $\varkappa$ der Coefficient der vertheilten Magnetisirung (magnetic susceptibility, vergl. Bd. III, §. 381) eine reine Zahl ist. Dann wirken auf jene Stelle die durch die Magnetisirung frei gewordenen magnetischen Massen. Liegen um den Magnetpol Kugelschalen, auf denen sie mit der Dichte $\sigma$ vertheilt sind, so wirkt auf jeden Punkt einer Schale vom Radius $r$ nur die innere negative Belegung mit der Kraft $-4\pi r^2\sigma/r^2 = -4\pi\sigma = -4\pi\mu$ (vergl. Bd. III, §. 717). Drittens wirkt der Magnetpol mit der Kraft $+m/r^2$. Daraus folgt als Gleichgewichtsbedingung

---

[1]) Maxwell, Treatise on electricity and magnetism **2**, p. 399, 1873*, 2 edit. p. 410, 1881*; vergleiche auch W. Thomson, Proceed. Roy. Soc. 1856, June; auch Phil. Mag. [4] **23**, p. 85, 1862*. — [2]) v. Helmholtz, Crelle's Journ. 55 p. 1, 1858*. — [3]) Stefan, Wien. Ber. **70** [2], p. 589, 1874*.

$$-\frac{\mu}{\varkappa} - 4\pi\mu + \frac{m}{r^2} = 0 \text{ oder } \mu = \sigma = \frac{\varkappa}{1 + 4\pi\varkappa}\frac{m}{r^2} \quad \cdot \cdot \quad 1)$$

Die gesammte, auf der Kugelschale vom Radius $r$ ausgeschiedene magnetische Masse $4\pi r^2 \sigma = 4\pi\varkappa m / (1 + 4\pi\varkappa)$ ist von $r$ unabhängig. Demnach ist auf der Aussenseite jeder Schale ebenso viel positive Masse, wie auf der Innenseite negative abgeschieden. Daher findet sich nur freie negative Masse auf der innersten Kugelfläche, welche das Medium von dem Pol abgrenzt. Ihre Menge ist

$$-\frac{4\pi\varkappa m}{1 + 4\pi\varkappa} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 2)$$

Ein zweiter Pol $m'$ in dem Medium wird vom Pol $m$ und dieser Masse sollicitirt, welche wir im Pol $m$ vereint denken können, also mit der Kraft

$$\left(m - \frac{4\pi\varkappa m}{1 + 4\pi\varkappa}\right)\frac{m'}{r^2} = \frac{1}{1 + 4\pi\varkappa}\frac{m m'}{r^2} \quad \ldots \ldots \quad 3)$$

Die Kraft ist also durch die Anwesenheit des Mediums im Verhältniss von $1 + 4\pi\varkappa : 1$ verkleinert, wie wenn die Masse $m$ in diesem Verhältniss verkleinert wäre. — Bei Berechnung des Gesammtpotentials der Massen $m$ und $m'$ auf einander ist zu beachten, dass es bei der Bewegung sowohl durch die eben besprochene Aenderung der Masse $m$, wie auch die der Masse $m'$ beeinflusst wird, so dass es in Folge dessen wird:

$$\frac{1}{(1 + 4\pi\varkappa)^2}\frac{m m'}{r} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 4)$$

statt $m m' / r(1 + 4\pi\varkappa)$, wie es ohne diesen Einfluss wäre. Die Verringerung wird durch theilweise Entmagnetisirung des Mediums bei Entfernung der Pole von einander compensirt.

Bei elektrischer Polarisation tritt an Stelle der Magnetisirungszahl $\varkappa$ die Elektrisirungszahl $\varepsilon$, $1 + 4\pi\varepsilon$ ist die Dielektricitätsconstante (vergl. Bd. II, §. 28).

**1622** Verschiebt sich der Magnetpol $m$ in dem polarisirbaren Medium und ändert sich dadurch das magnetische Moment $\mu$ um $d\mu$, so ist die dabei geleistete Arbeit $\mu\, d\mu / \varkappa$, also beim Anwachsen von Null bis zum Werthe $\mu$ gleich $\frac{1}{2}\mu^2 / \varkappa = \frac{1}{2}\varkappa m^2/(1 + 4\pi\varkappa)^2 r^4$. Um die Energie für den unendlichen Raum zu erhalten, ist dieser Werth mit $4 r^2 \pi\, dr$ zu multipliciren und von $r = 0$ bis $r = \infty$ zu integriren, was einen unendlich grossen Werth giebt. Integrirt man von $r = a$ bis $r = \infty$, so dass der Pol eine Kugel vom Radius $a$ bildet, so wird die Arbeit

$$\frac{4\pi\varkappa}{(1 + 4\pi\varkappa)^2}\frac{m^2}{2a} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 5)$$

Dies gilt auch für elektrische Massen, wo nur $\varepsilon$ an Stelle von $\varkappa$ zu setzen ist. Ist die elektrische Ladung auf einer Kugel vom Radius $a$ gleichförmig vertheilt, so ist $m^2/2a$ das Potential der Ladung auf sich



selbst. Der mechanische Werth der Ladung wird durch Anwesenheit des Dielektricums im Verhältnisse von $1 + 4\pi\varepsilon : 1$ verkleinert; er ist also:

$$\frac{1}{1 + 4\pi\varepsilon} \cdot \frac{m^2}{2a} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 6)$$

Dagegen ist das Gesammtpotential der elektrischen Massen auf der Kugel und im Medium $m^2/2a(1 + 4\pi\varepsilon)^2$, welcher Werth kleiner ist, als der unter Gleichung 6) erwähnte. Er wird zu dem letzteren ergänzt durch die der Gleichung 5) entsprechende Energie des Mediums $4\pi\varepsilon m^2/2a(1 + 4\pi\varepsilon)^2$, welche bei der Entladung gleichfalls frei wird und, zu dem Potentiale der elektrischen Massen auf der Kugel hinzugefügt, der Arbeit bei der Entladung entspricht.

**1623** Die Wirkung eines Stromelementes $iDs$ auf einen um $r$ von ihm entfernten Magnetpol $m$ ist nach dem Biot-Savart'schen Gesetz $miDs\sin(\eta)/r^2$, wo $\eta$ der Winkel zwischen $r$ und $Ds$ ist; sie steht auf der Ebene $(r, Ds)$ senkrecht und sucht den Pol von rechts nach links zu drehen.

Das Stromelement kann durch in sich geschlossene ringförmige Magnete ersetzt werden; es tritt also kein freier Magnetismus auf, die Wirkung eines etwaigen magnetischen Zwischenmediums ist ohne Einfluss. Dagegen ist die Wirkung des Poles auf das Element darin im Verhältniss von $1 + 4\pi\varkappa : 1$ vermindert. Das Princip der Action und Reaction bleibt nicht von vornherein gewahrt, wenn nicht eine Kraft

$$\alpha = 4\pi\mu i Ds \sin\eta \quad \ldots \ldots \ldots \quad 7)$$

zu letzterer Wirkung hinzutritt, welche die Wirkung des magnetischen Mediums auf das Stromelement darstellt und sich durch Rechnung ergiebt, wenn das magnetische Medium den Stromleiter selbst durchdringt.

Eine besondere Energie wird durch Anwesenheit eines Poles und eines Stromelementes im Medium nicht bedingt.

Die Wechselwirkung zweier Stromelemente $Ds$ und $Ds'$ hängt von der magnetischen Polarisation des Mediums durch das eine derselben ab, wodurch nach Formel 7) eine Einwirkung gleich $4\pi\mu i Ds \sin\eta$ auf das zweite ausgeübt wird und umgekehrt. Zerlegt man die Elemente $Ds$ und $Ds'$, wie bei Entwickelung der Ampère'schen Formel, so bewirken die longitudinalen Componenten eine auf der Verbindungslinie $r$ der Elemente senkrechte Polarisation, welche keine Kraft auf das andere Element erzeugt. Die durch die transversale Componente $Ds\cos\vartheta$ auf die longitudinale Componente $Ds'\cos\vartheta'\cos\omega$ ausgeübte Kraft ergiebt sich gleich $4\pi\mu i' Ds'\cos\vartheta'$, senkrecht gegen $Ds'\cos\vartheta'$ in der Richtung von $Ds\cos\vartheta$, und die auf die transversale Componente $Ds'\sin\vartheta'\cos\omega$ ausgeübte Kraft gleich $4\pi\mu i' Ds'\sin\vartheta'\cos\omega$ in der Richtung der Verbindungslinie $r$. Die transversale Componente $Ds'\sin\vartheta'\sin\eta$ liegt in der Axe des magnetischen Momentes des Mediums, erfährt also keine Einwirkung.

1624 Die in dem magnetischen Medium durch die Stromelemente $Ds$ und $Ds'$ bedingte Energie ist

$$\frac{4\pi\varkappa i i' Ds Ds'}{r}\left(\cos\vartheta\cos\vartheta' + \frac{1}{2}\sin\vartheta\sin\vartheta'\cos\omega\right)$$

$$= \frac{4\pi\varkappa i i' Ds Ds'}{2r}(\cos\vartheta\ \cos\vartheta' + \cos\varepsilon) = 4\pi\ \varkappa . p,$$

wo die beiden Glieder der Wirkung der longitudinalen und parallelen transversalen Componenten entsprechen und $\varepsilon$ der Raumwinkel zwischen den Elementen ist. Bei Integration über $s$ und $s'$ folgt, dass die Energie im Medium durch dieselben dem mit $4\pi\varkappa$ multiplicirten Potential der geschlossenen Ströme auf einander gleich ist. Der Werth $p$ kann als Potential der Stromelemente auf einander bezeichnet werden.

Zur Berechnung der durch Aenderung der Stromintensität $i'$ in $Ds'$ in jedem Punkte des magnetischen Feldes erzeugten elektromotorischen Kraft nach einer bestimmten Richtung denkt man sich durch den Punkt in derselben ein Stromelement $Ds$ von der Länge Eins und der Stromintensität Eins gelegt und berechnet die Variation des Potentials $p$ von $Ds$ auf $Ds'$, wobei man auch $Ds'$ vorher in seine drei Componenten nach den Axen der $x$, $y$, $z$ zerlegen kann.

1625 Sind $\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}$, $\mathfrak{z}$ die Componenten des elektrischen Moments an einem Punkte, $\varepsilon$ die Elektrisirungszahl, so sind die Componenten der elektrischen Molecularkraft $-\mathfrak{x}/\varepsilon$ u. s. f.; ist $U$ das Potential der freien elektrischen Massen, so sind die von ihnen bedingten Kraftcomponenten $-dU/dx$ u. s. f., und sind die durch Aenderung der Stromstärke hervorgerufenen Componenten in elektromagnetischem Maasse in einem nicht magnetisch polarisirbaren Medium gleich $-dX/dt$ u. s. f., so sind sie in einem polarisirbaren in elektrostatischem Maasse gleich $-(1+4\pi\varkappa)A^2 . dX/dt$ u. s. f. Im Gleichgewichtszustande ist also

$$\frac{\mathfrak{x}}{\varepsilon} + \frac{dU}{dx} + (1 + 4\pi\varkappa)A^2\frac{dX}{dt} = 0.$$

Nach dieser Gleichung wird durch Elektrisirung des Mediums keine freie Elektricität ausgeschieden; also ist $d\mathfrak{x}/dx + d\mathfrak{y}/dy + d\mathfrak{z}/dz = 0$ und $\overline{\Delta^2 U} = 0$. Wird der Werth $\overline{\Delta}$ aus der obigen Gleichung gebildet, so ergiebt sich

$$\overline{\Delta}\mathfrak{x} = 4\pi\varepsilon(1 + 4\pi\varkappa)A^2\frac{d^2\mathfrak{x}}{dt^2}$$

wie auch v. Helmholtz gefunden hat (§. 1633).

Die analoge Gleichung lässt sich für die Componenten der magnetischen Verschiebungen berechnen [1]).

[1]) Mit Hülfe der Annahme von Maxwell, dass elektrische V[illegible]ungen in einem Dielektricum die gleichen Wirkungen ausüben, wie gewö[illegible]

**1626** In allgemeinerer Weise hatte bereits früher v. Helmholtz[1]), im Anschluss an die Bewegungsgleichungen von Kirchhoff, die Bewegungen der Elektricität in einem dielektrisch und magnetisch polari-

---

in Leitern, wobei eine gewisse Energie entwickelt wird, die nicht dem galvanischen Widerstande, sondern dem bei der Bewegung eines festen Körpers in einer vollkommenen Flüssigkeit entspricht, hat J. J. Thomson, Phil. Mag. [5] **11**, p. 229, 1881*; Beibl. **5**, p. 620*; vergl. auch Fitzgerald, Phil. Mag. **13**, p. 302, 1882*; Beibl. **7**, p. 484*), die Wirkung der Bewegung einer mit einer bestimmten Elektricitätsmenge $e$ geladenen Kugel vom Radius $r$ in einem dielektrischen Medium von der specifischen inductiven Capacität $K$ berechnet.

Bewegt sich die Kugel parallel der $X$-Axe mit der Geschwindigkeit $u$, ist $\mu$ die magnetische Permeabilität, so ist ihre ganze kinetische Energie

$$(T) = \frac{1}{2}\left(m + \frac{4}{15}\,\frac{\mu\, e^2}{r}\right)u^2.$$

Die Wirkung ist die gleiche, wie wenn die Masse der Kugel um $4\mu e^2/15r$ vergrössert worden wäre. Der relative Zuwachs ist also für verschieden grosse Kugeln derselbe, für solche von verschiedenem Stoffe umgekehrt proportional ihrer Dichtigkeit.

Die durch die Bewegung der Kugel bewirkte magnetische Kraft in einem Punkte $P$ ist, wenn $\omega$ die Geschwindigkeit, $\varepsilon$ der Winkel zwischen der Bewegungsrichtung der Kugel und dem zu $P$ hin gezogenen Radiusvector $\varrho$ ist, $\mu\,\omega \sin \varepsilon/\varrho^2$; sie steht auf der Bewegungsrichtung und dem Radiusvector senkrecht.

Berechnet man die magnetische Wirkung bei dem Maximalpotential der Kugel (bei der Ladung $3 \times 10^{12} K r^2$, bei welcher nach Macfarlane eine Entladung eintritt), so ist dieselbe $\frac{1}{3}\,\omega\,.\,10^8$. Rotirte die Kugel an einem Arm von solcher Länge, dass $2\varrho\pi = 1\,m$ wäre, 100 mal in der Secunde, also $\omega = 10^4$, so wäre die grösste magnetische Kraft $38\,.\,10^{-6}$, welche bei den Versuchen von Rowland, Bd. IV, §. 1425, in Betracht käme.

Sodann wird die Wirkung eines Magnets auf eine bewegte elektrische Kugel berechnet.

Die auf der Ebene der Bewegungsrichtung der Kugel und der Richtung der magnetischen Induction senkrechte Kraft ist $\frac{1}{2}\,\mu\, e\,\omega \sqrt{a^2 + b^2 + c^2}\, \sin\vartheta$, wo $\vartheta$ der Winkel zwischen der Bewegungsrichtung und der Richtung der magnetischen Kraft, $a$, $b$, $c$ die Componenten der magnetischen Induction nach den drei Axen sind.

Ist im C.-G.-S.-System der Radius der Kugel $r = 10^{-7}$, die Masse derselben $10^{-22}$, $e = 3\,.\,10^{12} K r^2$, die mittlere Geschwindigkeit $4\,.\,10^{-5}$, die Stärke des magnetischen Feldes $10^3$, so ist die Beschleunigung des Theilchens senkrecht zu der Magnetkraft $10^7$, und dieselbe würde auf einem Wege von 1 dm eine Ablenkung des Theilchens von 2 mm bewirken.

Die Abstossung zweier mit den Elektricitätsmengen $e$ und $e_1$ geladener, sehr kleiner Kugeln, welche sich mit gleicher Geschwindigkeit $q$ nach derselben Richtung bewegen, ist in der Entfernung $R$ gleich $e e'/K R^2\,.\,(1 - \frac{1}{3}\mu K q^2)$, oder wenn die Lichtgeschwindigkeit gleich $v$, gleich $e e'/K R^2\,.\,(1 - \frac{1}{3} q^2/v^2)$. Damit die Abstossung der Kugeln in eine Anziehung übergeht, muss also $q > \sqrt{3}\, v$ sein. Die Aenderung der Wechselwirkung der Kugeln in Folge ihrer Bewegung hängt also sowohl von der relativen Geschwindigkeit derselben gegen einander, als auch von der gegen das umgebende Medium (wie beim Gesetz von Clausius und entgegen dem von Weber) ab, und auch von der magnetischen Permeabilität $\mu$, nicht aber von der Dielektricitätsconstante (da sich $K$ im zweiten Gliede der ersten Formel forthebt).

Diese Berechnungen könnten bei der Theorie der Gasentladungen in Betracht kommen, wenn man, was indess sehr zweifelhaft ist, bei denselben eine Fortschleuderung der Theilchen von den Elektroden aus annehmen dürfte (vergl. Bd. IV, §. 754).

[1]) H. Helmholtz, Journ. f. reine u. angewandte Math. **72**, p. 3, 1870*

sirbaren Medium ganz allgemein verfolgt. Er hat dabei den, je nachdem $k = +1$ oder $k = -1$ oder $k = 0$ ist, zu dem Potentialwerth zweier Stromelemente nach F. E. Neumann, W. Weber oder Maxwell führenden Potentialwerth:

$$P = -\frac{1}{2} A^2 \frac{i i_1}{r} [(1+k) \cos(Ds\, D\sigma) + (1-k) \cos(r_1 Ds) \cos(r_1 D\sigma)] Ds\, D\sigma \text{ [1]}$$

benutzt, welcher Werth für geschlossene Stromkreise jedenfalls seine Gültigkeit bewahrt (vergl. §. 1443).

**1627** Mit Hülfe des obigen Werthes des Potentials $P$ berechnet v. Helmholtz, analog wie Kirchhoff (§. 1475 u. f.), die Bewegungsgleichungen der Elektricität in einem körperlichen Leiter $S$ von endlichen Dimensionen und dem Leitungsvermögen $\mathfrak{k}$, der von einem Raum $S_1$ umgeben ist, in welchem sich Magnete oder Stromsysteme von gegebener Lage und Stärke u. s. f. befinden. Die auf der Grenzfläche beider Räume errichtete Normale $N$ habe gegen $S$ hin ihre negative, gegen $S_1$ hin ihre positive Richtung; das Potential der ruhenden Elektricität in beiden Leitern sei $\varphi$ und $\varphi_1$, die Componenten der elektrodynamischen Potentiale nach den drei Coordinatenaxen seien resp. $U, V, W$ und $U_1, V_1, W_1$, die Componenten der elektrischen Strömung (Stromesdichtigkeit) resp. $u, v, w$ und $u_1, v_1, w_1$.

---

[1] Aus obiger Formel berechnet sich ohne Weiteres die Grösse der im Element $Ds$ durch einen geschlossenen Strom, dessen Element $D\sigma$ ist, inducirte elektromotorische Kraft.

Sind die Coordinaten von $Ds$ und $D\sigma$ resp. $x\,y\,z$, $x_1\,y_1\,z_1$ und bilden sie mit den Axen Winkel, deren Cosinus $\alpha\beta\gamma$, $\alpha_1\beta_1\gamma_1$ sind, so lässt sich die Formel schreiben:

$$P = \frac{i i_1 Ds D\sigma}{r} \{(1+k)(\alpha_1\alpha + \beta_1\beta + \gamma_1\gamma) + (1-k)[(x_1 - x)\alpha + (y_1 - y)\beta + (z_1 - z)\gamma]\}.$$

Wird nach $D\sigma$ für den geschlossenen Strom integrirt, so kann man den erhaltenen Ausdruck schreiben:

$$\int P D\sigma = i Ds [(A_1 + A_2)\alpha + (B_1 + B_2)\beta + (C_1 + C_2)\gamma],$$

wo $A_1 = (1+k)\int i_1 \frac{\alpha_1}{r} D\sigma$ u. s. f., $A_2 = (1-k)\int i_1 \frac{x_1 - x}{r} D\sigma$ u. s. f. ist.

Die gesammte in der Zeit $dt$ inducirte elektromotorische Kraft ist

$$\frac{dP}{dt} = \left(\frac{d(A_1 + A_2)}{dt}\alpha + \frac{d(B_1 + B_2)}{dt}\beta + \frac{d(C_1 + C_2)}{dt}\gamma\right) Ds.$$

Setzt man die Summe der Quadrate der in der Klammer enthaltenen Differentialquotienten gleich $R$ und betrachtet $R$ als eine Kraft, deren Richtungscosinus resp. $1/R \,.\, d(A_1 + A_2)/dt$ u. s. f. sind, so ist die in der Richtung von $Ds$ inducirte elektromotorische Kraft gleich der in die Richtung von $D\sigma$ fallenden Componente von $R\,ds$. Setzt man $k = -1$ oder $k = +1$, so erhält man die entsprechenden Werthe nach der Weber'schen oder Neumann'schen Formel. Es ist also hiernach die Grösse und Richtung der inducirten elektromotorischen Kräfte durch die Annahme des Potentials der Stromeselemente auf einander vollständig bestimmt. (Entgegen Einwendungen von Bertrand, Compt. rend. 73, p. 965, 1871*.)

Zuerst ist in dem Raume, wo die Dichtigkeit der Elektricität endlich ist,

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{1}{4\pi} \frac{d \overline{\Delta \varphi}}{dt} \quad \ldots \ldots \quad \text{I)}$$

die Abnahme der elektrischen Dichtigkeit in der Zeiteinheit; sodann ist an der Grenzfläche, wenn die Richtungscosinus ihrer Normale resp. $\alpha, \beta, \gamma$ sind, die Anhäufung freier Elektricität auf der Einheit der Oberfläche

$$(u - u_1)\alpha + (v - v_1)\beta + (w - w_1)\gamma = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{d^2\varphi}{dt\,dN} - \frac{d^2\varphi_1}{dt\,dN}\right) \quad \text{II)}$$

Entwickelt man einen der Werthe $U$, $V$, $W$ aus der Gleichung des vorigen Paragraphen und führt den Werth $\varphi$ ein, so kann man nachweisen, falls der Werth $d\varphi/dt$ an keiner Stelle discontinuirlich ist, also nirgends veränderliche elektromotorische Kräfte auftreten, dass die Werthe $U$, $V$, $W$ u. s. f., ausser an den Orten, wo die elektrische Strömung unendlich wird, und ebenso ihre Differentialquotienten, auch an der Grenzfläche der Leiter stetig bleiben. Dann ergeben sich die Bewegungsgleichungen der Elektricität:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{k}\, u &= -\frac{\partial \varphi}{\partial x} - A^2 \frac{\partial U}{\partial t} \\ \mathfrak{k}\, v &= -\frac{\partial \varphi}{\partial y} - A^2 \frac{\partial V}{\partial t} \\ \mathfrak{k}\, w &= -\frac{\partial \varphi}{\partial z} - A^2 \frac{\partial W}{\partial t} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad \text{III)}$$

Drückt man hier $u$, $v$, $w$ in $U$ und $\varphi$ aus, so wird

1) Im Inneren von $S$:

$$\left.\begin{aligned} \overline{\Delta U} - (1-k)\frac{d^2\varphi}{dx\,dt} &= \frac{4\pi}{\mathfrak{k}}\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} + A^2 \frac{\partial U}{\partial t}\right) \\ \overline{\Delta V} - (1-k)\frac{d^2\varphi}{dy\,dt} &= \frac{4\pi}{\mathfrak{k}}\left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} + A^2 \frac{\partial V}{\partial t}\right) \\ \overline{\Delta W} - (1-k)\frac{d^2\varphi}{dz\,dt} &= \frac{4\pi}{\mathfrak{k}}\left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} + A^2 \frac{\partial W}{\partial t}\right) \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad \text{IIIa)}$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = -k\frac{\partial \varphi}{\partial t} \quad \ldots \ldots \quad \text{IV)}$$

2) Im Inneren von $S_1$:

$$\left.\begin{aligned} \overline{\Delta U_1} - (1-k)\frac{d^2\varphi_1}{dx\,dt} &= -4\pi u_1 \\ \overline{\Delta V_1} - (1-k)\frac{d^2\varphi_1}{dy\,dt} &= -4\pi v_1 \\ \overline{\Delta W_1} - (1-k)\frac{d^2\varphi_1}{dz\,dt} &= -4\pi w_1 \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad \text{IIIb)}$$

$$\frac{\partial U_1}{\partial x} + \frac{\partial V_1}{\partial y} + \frac{\partial W_1}{\partial z} = - k \frac{d\varphi}{dt} \quad \ldots\ldots\ldots \quad \text{IVb)}$$

An der Grenze von $S$ und $S_1$:

$$U - U_1 = V - V_1 = W - W_1 = 0 \quad \ldots\ldots \quad \text{V)}$$

$$\frac{dU}{dN} = \frac{dU_1}{dN}; \quad \frac{dV}{dN} = \frac{dV_1}{dN}; \quad \frac{dW}{dN} = \frac{dW_1}{dN} \quad \ldots\ldots \quad \text{VI)}$$

Endlich muss in unendlicher Entfernung von den Leitern sein:

$$U = V = W = \varphi = 0. \quad \ldots\ldots\ldots \quad \text{VII)}$$

Die Gleichungssysteme I) bis VII) enthalten die Bedingungen zu einer vollständigen und eindeutigen Lösung der Aufgabe [1].

Berechnet man die durch die Aenderung der elektrischen Strömungen im Körper $S$ erzeugte Arbeit $\Phi$, so setzt sich dieselbe aus der Arbeit der elektrodynamischen und der der elektrostatischen Kräfte zusammen, von denen die erste **1628**

$$\Phi_0 = \frac{A^2}{8\pi} \int \left\{ \sum \left[ \left( \frac{\partial U_m}{\partial x_n} - \frac{\partial U_n}{\partial x_m} \right)^2 \right] + k \left( \frac{\partial \varphi}{dt} \right)^2 \right\} dx\, dy\, dz \quad \text{VIII)}$$

ist, wo $U_n$ und $U_m$ irgend welche Werthe von $U$, $x_n$ und $x_m$ die dazu gehörigen $X$ Coordinaten sind; die zweite

$$\Phi_1 = {}^1/_8\, \pi \int \left[ \left( \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 \right] dx\, dy\, dz \quad . \quad \text{VIIIa)}$$

ist.

Wenn äussere inducirende Kräfte nicht vorhanden sind, kann nur elektrische Arbeit, z. B in Form von Wärme in dem Körper $S$ erzeugt werden, wenn sich zugleich das elektrostatische Potential der vertheilenden Elektricitäten ändert, also

$$\frac{d\varphi}{dt} = - \int \mathfrak{k} (u^2 + v^2 + w^2)\, dS \quad \ldots\ldots \quad \text{IX)}$$

---

[1]) Es ist zu beachten, dass obige Gleichungen mit den Gleichungen für die Bewegung eines Gases unter Einfluss der Reibung nach Maxwell:

$$- \frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{du}{dt} - \mu \Delta u - \nu \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \text{ u. s. f.}$$

und

$$- \frac{1}{\varrho} \frac{d\varrho}{dt} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$$

analog sind. In letzteren bezeichnen $u$, $v$, $w$ die Componenten der Strömungsgeschwindigkeit, $p_0$ und $p$, sowie $\varrho_0$ und $\varrho$ den Druck und die Dichtigkeit der ruhenden und bewegten Flüssigkeit, welche so wenig von einander verschieden sind, dass die Glieder zweiter Ordnung in Bezug auf ihre Differenzen zu vernachlässigen sind. Diese Gleichungen gehen in die elektrischen Bewegungsgleichungen über, wenn $u$, $v$, $w$ durch $U$, $V$, $W$, $(p - p_0)/\varrho_0$ durch $\varphi/A^2$, $(\varrho - \varrho_0)/\varrho_0$ durch $k\varphi$, $\mu$ durch $\mathfrak{k}/4\pi A^2$, $\nu$ durch $(1-k)/k \, . \, \mathfrak{k}/4\pi A^2$ ersetzt werden, so dass also auch hier Bewegungszustände und Fernewirkungen analogen Gesetzen unterworfen sind.

ist. Nach dieser Gleichung, welche mit den Gleichungen I) bis V) in Uebereinstimmung ist, so dass beide gleichzeitig dem Princip von der Erhaltung der Kraft entsprechen, muss $d\Phi/dt$ negativ sein, da die rechte Seite ausser den positiven Werthen $\mathfrak{k}$ und $dS$ nur positive Quadrate enthält.

Nun folgt aus Gl. VIII) und VIII a), dass, so lange $k$ positiv oder Null ist, $\Phi_0$ und $\Phi_1$ stets einen positiven Werth behalten. Es kann demnach $\Phi$ nicht unter Null sinken. Nach Gl. IX) wird es also, wenn es einmal während der Bewegung auf Null gesunken ist, dann auch diesen Werth behalten und nicht wieder im positiven Sinne grösser werden. Dann müssen auch die Bestandtheile von $\Phi_1$, d. h. $(\partial\varphi/\partial x)^2 = (\partial\varphi/\partial y)^2 = (\partial\varphi/\partial z)^2 = 0$ sein, also muss auch, da $\varphi$ in der Unendlichkeit gleich Null ist, dasselbe überall gleich Null sein oder nirgends im Raume sich freie Elektricität vorfinden.

Ist $k$ aber negativ, wie für das Weber'sche Gesetz, so kann $\Phi$ negativ werden und wächst dann, da $d\Phi/dt$ negativ ist, in negativem Sinne immer weiter, wobei zugleich $d\varphi/dt$, $u$, $v$, $w$ ins Unendliche wachsen. Es steigert sich also die elektrische Bewegung bis ins Unendliche, das Gleichgewicht der ruhenden Elektricität in den Leitern ist ein labiles.

Eine Berechnung der radialen Bewegung der Elektricität in einer Kugel, die etwa durch Verengerung oder Erweiterung einer dieselbe concentrisch umgebenden, mit Elektricität geladenen Kugelschale bewirkt werden könnte, zeigt dieses Verhältniss besonders deutlich, selbst wenn man der Elektricität noch träge Masse beilegt [1]).

**1629** Die Grössen $U$, $V$, $W$ enthalten $k$. Sie lassen sich in zwei Summanden zerlegen, von denen nur der eine von $k$ abhängig ist, und man kann setzen:

$$\mathfrak{U} = U + \frac{k}{2}\frac{\partial\Psi}{\partial x},\ \mathfrak{V} = V + \frac{k}{2}\frac{\partial\Psi}{\partial y},\ \mathfrak{W} = W + \frac{k}{2}\frac{\partial\Psi}{\partial z},$$

wenn $\Psi = \frac{1}{4\pi}\int r\,\frac{dE}{dt}\,d\xi\,d\eta\,d\zeta$ und $\overline{\Delta\psi} = 2\,\frac{d\varphi}{dt}$ ist.

In $\Psi$ bezeichnet $E$ die freie Elektricität, $\xi, \eta, \zeta$ sind die Coordinaten der beweglichen elektrischen Massen. Sind obige Functionen in ihrer Abhängigkeit von der Zeit $t$ dadurch bestimmt, dass sie den Factor $e^{nt}$ enthalten, so ergiebt sich bei Einführung dieser Werthe in die Gleichungen

---

[1]) Gegen diese Beweisführung wendet C. Neumann (Pogg. Ann. **155**, p. 219, 1875*) ein, dass die Gleichungen von Kirchhoff accessorische Annahmen enthalten (§. 1475) und die Einwände die letzteren eher als das Gesetz von W. Weber treffen könnten. Auch erwähnt er, dass ein in einer gleichmässig elektrischen Kugelschale sich bewegender Punkt nur dann eine unendlich grosse Beschleunigung erhalten kann, wenn der Radius der Kugelfläche über 400 Sonnenweiten betrüge. Dann ist aber eben wieder das Weber'sche Gesetz auf gewisse Grenzen beschränkt.

I) bis V) ein System von Gleichungen, in denen $k$ nur als Factor der Function $\Psi$ auftritt. Aus denselben lässt sich dann ableiten:

$$0 = \left(\frac{n\,\mathfrak{k}}{4\pi} + 1\right)\overline{\varDelta\varphi} - A^2 k n^2 \varphi \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad \text{X)}$$

welcher Gleichung durch das particuläre Integral

$$\varphi = \frac{B}{\varrho}\, e^{l\varrho + nt}, \text{ wo } \varrho^2 = x^2 + y^2 + z^2,\; l^2 = \frac{4\pi A^2 k n^2}{\mathfrak{k}n + 4\pi} \quad . \; . \quad \text{XI)}$$

genügt wird.

Ist $n$ imaginär, so stellt die Gleichung X) ein System von Schwingungen dar.

Ist die Leitungsfähigkeit $\mathfrak{k} = 0$, so wird $l = nA\sqrt{k}$, und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen ist im Maximum, und zwar gleich $1/A\sqrt{k}$. Wird $\mathfrak{k}$ grösser, so nimmt die Fortpflanzungsgeschwindigkeit ab, und zugleich tritt eine Absorption der Wellen auf. (Indess selbst für Kupfer würde, wenn die Schwingungsdauer nur ein Milliontel Secunde betrüge, $\mathfrak{k}n$ gegen $4\pi$ noch verschwinden.

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der durch Gl. X) dargestellten Oscillationen hängt von dem Werthe $k$ ab. Es lässt sich indess nachweisen, dass in irdischen Leitern die Verhältnisse sich, wenn $k$ nicht sehr viel grösser als Eins ist, nahezu ebenso gestalten, wie wenn $k = 0$ wäre, wodurch sich die Berechnungen wesentlich vereinfachen.

Ist $k = 1$, so ist der Werth der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Oscillationen $= 1/\sqrt{A}$, also nahe gleich der des Lichtes. — Ist $k = 0$, so wird die Fortpflanzungsgeschwindigkeit unendlich; dann wird in Gl. X) entweder

$$n = -\frac{4\pi}{\mathfrak{k}}, \text{ woraus } \varphi = f(x, y, z) \,.\, e^{-\frac{4\pi}{\mathfrak{k}}t}$$

folgt, oder $\overline{\varDelta\varphi} = 0$.

Hieraus ergiebt sich unter der letztgenannten Annahme, dass, wenn im Inneren eines Leiters elektrische Bewegungen durch äussere Kräfte nach vorhergegangenem Gleichgewicht hervorgerufen werden können, freie Elektricität sich nur auf der Oberfläche und den Grenzflächen der Leiter, nicht aber in ihrem Inneren findet [1]).

**1630** Ist das Medium, in welchem die von der Elektricität durchströmten Leiter liegen, ein dielektrisch polarisirbarer Isolator, so hat es auf die Resultate einen Einfluss. Es möge dabei die elektrische Absorption vernachlässigt werden. Ist dann $\varepsilon$ die als constant angenommene elektrische Vertheilungsconstante (vergl. Bd. II, §. 28), sind die Compo-

[1]) In Betreff der Berechnung der Bewegung der Elektricitäten in einem unendlichen Cylinder müssen wir auf die Originalabhandlung verweisen.



nenten der äusseren Kräfte $X$, $Y$, $Z$, ist das Potential der vertheilten Elektricität $\varphi$ und sind die Componenten der der elektrischen Vertheilung entsprechenden Momente $\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}$, $\mathfrak{z}$, so ist:

$$\mathfrak{x} = \varepsilon \left(X - \frac{\partial \varphi}{\partial x}\right); \quad \mathfrak{y} = \varepsilon \left(Y - \frac{\partial \varphi}{\partial y}\right); \quad \mathfrak{z} = \varepsilon \left(Z - \frac{\partial \varphi}{\partial z}\right) \quad \text{XII)}$$

oder, wenn das den äusseren elektrischen Einwirkungen entsprechende Potential $\psi$ ist:

$$\mathfrak{x} = -\varepsilon \frac{\partial (\psi + \varphi)}{\partial x}; \quad \mathfrak{y} = -\varepsilon \frac{\partial (\psi + \varphi)}{\partial y}; \quad \mathfrak{z} = -\varepsilon \frac{\partial (\psi + \varphi)}{\partial z} \cdot \text{XII a)}$$

Die Dichtigkeit der Elektricität ergiebt sich gleich

$$-\left(\frac{\partial \mathfrak{x}}{\partial x} + \frac{\partial \mathfrak{y}}{\partial y} + \frac{\partial \mathfrak{z}}{\partial z}\right) = -\frac{1}{4\pi} \overline{\Delta \varphi} \; . \; . \; . \; . \quad \text{XII b)}$$

Endlich ist an einer Stelle einer Oberfläche, wo die Werthe $\mathfrak{x}, \mathfrak{y}, \mathfrak{z}, \varphi$ plötzlich in $\mathfrak{x}_1$, $\mathfrak{y}_1$, $\mathfrak{z}_1$, $\varphi_1$ übergehen, und die Richtungscosinus ihrer Normale $N$ gleich $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ sind:

$$(\mathfrak{x} - \mathfrak{x}_1)\,\alpha + (\mathfrak{y} - \mathfrak{y}_1)\,\beta + (\mathfrak{z} - \mathfrak{z}_1)\,\gamma = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{\partial \varphi}{\partial N} - \frac{\partial \varphi_1}{\partial N}\right) \cdot \quad \text{XII c)}$$

Sind die äusseren Kräfte durch die Einwirkung einer elektrischen Masse, deren Dichtigkeit $E$ ist, hervorgerufen und entsprechen sie den negativen partiellen Differentialquotienten einer Function $\psi$ nach den drei Coordinatenaxen, so ist $E = -1/4\pi \, . \, \overline{\Delta \psi}$.

Führt man die Werthe von $\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}$, $\mathfrak{z}$ in die Gleichung XII a), so erhält man

$$\frac{E}{1 + 4\pi\varepsilon} = \frac{\overline{\Delta (\psi + \varphi)}}{4\pi}.$$

Wäre das Medium nicht dielektrisch polarisirbar, also $\varepsilon = 0$, so würde $E = \overline{\Delta (\psi + \varphi)}/4\pi$. Durch die dielektrische Polarisation wird also die Dichte $E$ im Verhältniss von $1 : 1 + 4\pi\varepsilon$ vermindert; wie wenn zu $E$ noch eine dieselbe theilweise neutralisirende, entgegengesetzte Elektricität von der Dichtigkeit $-E \, . \, 4\pi\varepsilon/(1 + 4\pi\varepsilon)$ hinzugefügt wäre. Da diese bei einer Verschiebung von $E$ der letzteren überall folgt, so wirken die auf $E$ von anderen Elektricitätsmengen ausgeübten Kräfte, wie wenn jene neutralisirende Elektricität nicht vorhanden wäre. Hiernach ist die Potentialfunction einer elektrischen Masse $E_1$ von sehr kleiner Ausdehnung in einem dielektrisch polarisirbaren Medium gleich $E_1/(1 + 4\pi\varepsilon)r$, und ihre Abstossung auf die gleichnamige Masse $E$ gleich

$$\frac{E E_1}{(1 + 4\pi\varepsilon)\,r^2} \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad \text{XIII)}$$

Wird also die Abstossung der Massen $E$ und $E_1$ in dem dielektrisch polarisirbaren Medium gemessen, so erscheint sie im Verhältniss von

$1 : \sqrt{1 + 4\pi\varepsilon}$ kleiner, als in einem nicht dielektrisch polarisirbaren Medium. — Versuche über elektrostatische Abstossungen u. s. f. in verschiedenen Medien, z. B. in Luft, resp. dem mit Aether erfüllten luftleeren Raume, können daher nur das Verhältniss der Grössen $1 + 4\pi\varepsilon$ in denselben Medien ergeben, nicht aber ihren absoluten Werth. Ebenso wird der Werth der Constanten $A^2$, welche die elektrodynamische Wechselwirkung zweier Stromeselemente misst, in denen die Intensität in elektrostatischem Maasse gleich Eins ist, in einem dielektrisch polarisirbaren Medium von der Polarisationsfähigkeit $\varepsilon_0$, z. B. in Luft, resp. $1 + 4\pi\varepsilon_0$ mal zu gross gefunden gegen den Werth, den dieselbe im absolut (luft- und äther-) leeren Raume erhalten würde.

Werden die Werthe von $\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}$, $\mathfrak{z}$ in die Gleichung XII c) eingeführt, so ergiebt sich an der Grenze zweier Leiter, in denen die Potentialfunction $\varphi$ die Werthe $\varphi$ und $\varphi_1$ hat und die Vertheilungsconstante die Werthe $\varepsilon$ und $\varepsilon_1$ erhält:

$$(1 + 4\pi\varepsilon)\,\frac{\partial(\psi + \varphi)}{\partial N} = (1 + 4\pi\varepsilon_1)\,\frac{\partial(\psi + \varphi_1)}{\partial N} \quad \text{XII d)}$$

Während sich also im Inneren der Körper das Potential continuirlich ändert, macht es an der Grenze derselben einen Sprung; und dabei hängt das Verhältniss $\partial(\psi + \varphi)/\partial N : \partial(\psi + \varphi_1)/\partial N$ nur von den Werthen der Vertheilungsconstanten $\varepsilon$ und $\varepsilon_1$ ab.

**1631** Bei der Betrachtung der Bewegung der Elektricität in einem dielektrischen Medium treten zu den sonstigen, dem Ohm'schen Gesetz folgenden Bewegungen der Elektricität, welche denen in den Leitern entsprechen, und deren Strömungscomponenten $u_2$, $v_2$, $w_2$ seien, noch die durch die dielektrische Polarisation bedingten Verschiebungen hinzu. Da nach §. 1630, Gl. XII a) die auf die Einheit der Elektricität wirkenden, verschiebenden Kräfte $\mathfrak{x}/\varepsilon$, $\mathfrak{y}/\varepsilon$, $\mathfrak{z}/\varepsilon$ sind, so ist nach dem Ohm'schen Gesetz $u_2 = \mathfrak{x}/\varepsilon\mathfrak{k}$, $v_2 = \mathfrak{y}/\varepsilon\mathfrak{k}$, $w_2 = \mathfrak{z}/\varepsilon\mathfrak{k}$. Diesen Geschwindigkeiten sind in Folge der dielektrischen Polarisation die Werthe $d\mathfrak{x}/dt$, $d\mathfrak{y}/dt$, $d\mathfrak{z}/dt$ beizufügen, so dass die Gesammtgeschwindigkeiten der Elektricitäten

$$u = \frac{d\mathfrak{x}}{dt} + \frac{\mathfrak{x}}{\varepsilon\mathfrak{k}};\quad v = \frac{d\mathfrak{y}}{dt} + \frac{\mathfrak{y}}{\varepsilon\mathfrak{k}};\quad w = \frac{d\mathfrak{z}}{dt} + \frac{\mathfrak{z}}{\varepsilon\mathfrak{k}} \quad \text{XIV)}$$

werden, zu welchen Gleichungen die übrigen Gleichungen der elektrodynamischen Kräfte u. s. f. hinzutreten.

**1632** Ist das Medium magnetisch polarisirbar, so ändern sich auch hierdurch die Bedingungen für die Induction eines Stromes in einem Stromesleiter durch einen anderen Strom.

Sind die Componenten des an einer Stelle $x$, $y$, $z$ erzeugten magnetischen Momentes $\lambda$, $\mu$, $\nu$, ist das magnetische Potential daselbst $\chi$, ist $\varkappa$ die Magnetisirungsconstante, und bezeichne[illegible] $\mathfrak{A}$ die durch die

Componenten $u, v, w$ eines am Orte $\xi, \eta, \zeta$ gelegenen Stromelementes erzeugten magnetisirenden Kräfte in $x, y, z$, so ist ganz entsprechend den Gleichungen des §. 1630 für die elektrischen Momente, so hier für die magnetischen Momente

$$\lambda = \varkappa \left(\mathfrak{L} - \frac{\partial \chi}{\partial x}\right); \quad \mu = \varkappa \left(\mathfrak{M} - \frac{\partial \chi}{\partial y}\right); \quad \nu = \varkappa \left(\mathfrak{N} - \frac{\partial \lambda}{\partial z}\right) \quad \text{XV)}$$

Ist ferner $r$ der Abstand des Stromelementes vom Punkte $x, y, z$, und sind $U = u/r$, $V = v/r$, $W = w/r$ die Potentiale der Componenten desselben auf Punkt $x, y, z$, so sind

$$\mathfrak{L} = A\left(\frac{\partial V}{\partial z} - \frac{\partial W}{\partial y}\right); \quad \mathfrak{M} = A\left(\frac{\partial W}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial z}\right); \quad \mathfrak{N} = A\left(\frac{\partial U}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial z}\right) \text{XVI)}$$

Ausserdem stellt

$$\frac{\partial \lambda}{\partial x} + \frac{\partial \mu}{\partial y} + \frac{\partial \nu}{\partial z} = \frac{1}{4\pi} \overline{\Delta \chi} \quad \cdots \cdots \quad \text{XVII)}$$

die Dichtigkeit des freien Magnetismus an der betreffenden Stelle dar. Sind die Richtungscosinus der Normale $N$ an einer Stelle der Grenzfläche des betrachteten Mediums mit einem anderen Medium, für welches die magnetischen Momente und das magnetische Potential $\lambda_1, \mu_1, \nu_1, \chi_1$ sind, gleich $\alpha, \beta, \gamma$, so häuft sich an jener Stelle auf der Einheit der Oberfläche der freie Magnetismus an:

$$(\lambda - \lambda_1)\,\alpha + (\mu - \mu_1)\,\beta + (\nu - \nu_1)\,\gamma = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{d\chi}{dN} - \frac{d\chi_1}{dN}\right) \text{XVIII)}$$

Die durch die Inductionswirkungen in Folge der Aenderungen von $\lambda, \mu, \nu$ nach den drei Axen in $x\,y\,z$ inducirten elektromotorischen Kräfte sind:

$$A\,\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial N}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial z}\right); \quad A\,\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial z} - \frac{\partial N}{\partial x}\right); \quad A\,\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial M}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial y}\right),$$

wenn

$$L = \int\!\!\int\!\!\int \frac{\lambda}{r}\, d\xi\, d\eta\, d\zeta, \quad M = \int\!\!\int\!\!\int \frac{\mu}{r}\, d\xi\, d\eta\, d\zeta,$$

$$N = \int\!\!\int\!\!\int \frac{\nu}{r}\, d\xi\, d\eta\, d\zeta \quad \cdots \cdots \quad \text{XIX)}$$

ist. Fügen wir diese Componenten zu den durch die dielektrische Polarisation hervorgerufenen Componenten (Gl. XII) hinzu und bezeichnen etwaige äussere Kräfte, die thermoelektrischen oder hydroelektrischen Ursprungs sein können, mit $\mathfrak{X}, \mathfrak{Y}, \mathfrak{Z}$, so wird nach Gl. III)

$$\frac{1}{\varepsilon}\,\mathfrak{x} = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} - A^2 \frac{dU}{dt} + A\,\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial N}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial z}\right) + \mathfrak{X} \quad \cdot\ \cdot \quad \text{XX)}$$

und analog für $\mathfrak{y}$ und $\mathfrak{z}$.

Ausser Gl. XX) und XVI) ist dann noch, wenn $E$ die freie Elektricität ist,

$$-\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \quad \cdots \cdots \quad \text{XXI)}$$

Sind die Werthe $\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}$, $\mathfrak{z}$, $\lambda$, $\mu$, $\nu$, $\varepsilon$ im ganzen Raume bekannt, so folgt aus den Gl. XIV) $u$, $v$, $w$ und aus Gl. XVII) der freie Magnetismus an allen Stellen, und sodann sind die übrigen Werthe $\varphi$, $X$, $U$, $V$, $W$, $\mathfrak{L}$, $M$, $N$ durch die sieben Gleichungen XV) bis XXI) vollständig und eindeutig bestimmt.

1633 Einfacher gestalten sich die Verhältnisse, wenn die äusseren Kräfte $\mathfrak{X}$, $\mathfrak{Y}$, $\mathfrak{Z} = 0$ sind, und in dem Körper sowohl $\varepsilon$ als auch $\varkappa$ constant, $\mathfrak{k} = \infty$ ist. Man erhält sodann folgende Gleichungen:

$$\overline{\Delta}\mathfrak{x} = 4\pi\varepsilon(1 + 4\pi\varkappa)A^2\frac{d^2\mathfrak{x}}{dt^2}$$

$$+ \left(1 - \frac{(1 + 4\pi\varkappa)(1 + 4\pi\varepsilon)}{k}\right)\cdot\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial\mathfrak{x}}{\partial x} + \frac{\partial\mathfrak{y}}{\partial y} + \frac{\partial\mathfrak{z}}{\partial z}\right) \qquad \text{XXII)}$$

Analoge Gleichungen ergeben sich für $\overline{\Delta}\mathfrak{y}$ und $\overline{\Delta}\mathfrak{z}$.

Ist in dem Körper keine freie Elektricität, so wird

$$\overline{\Delta}\mathfrak{x} = 4\pi\varepsilon(1 + 4\pi\varkappa)A^2\frac{d^2\mathfrak{x}}{dt^2} \quad \ldots\ldots \quad \text{XXIII)}$$

Ferner ist:

$$\overline{\Delta\lambda} = 4\pi\varepsilon(1 + 4\pi\varkappa)A^2\frac{d^2\lambda}{dt^2} \quad \ldots\ldots \quad \text{XXIII a)}$$

und analog für $\overline{\Delta\mu}$ und $\overline{\Delta\nu}$. Endlich ergiebt sich

$$\frac{\partial\lambda}{\partial x} + \frac{\partial\mu}{\partial y} + \frac{\partial\nu}{\partial z} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots \quad \text{XXIV)}$$

Wir haben schon §. 1625 erwähnt, dass später auch Stefan die Gleichungen XXIII) und XXIV) entwickelt hat.

1634 Die Gleichungen XXII) und XXIII) für die elektrischen Verschiebungen entsprechen ganz denen für die Verschiebungen der einzelnen Theile in einem festen elastischen Körper, welche theils Transversal-, theils Longitudinalwellen zur Folge haben, von denen die Transversalwellen eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit gleich $1/A\sqrt{4\pi\varepsilon(1 + 4\varkappa)}$, die Longitudinalwellen eine solche gleich $1/A\sqrt{(1 + 4\pi\varepsilon)/\varepsilon k}$ haben.

Dagegen entsprechen die Gleichungen XXIII a) und XXIV) für die magnetischen Verschiebungen den Bewegungen im Inneren eines incompressiblen flüssigen elastischen Körpers; in demselben haben die Transversalwellen dieselbe Geschwindigkeit, wie bei den elektrischen Verschiebungen; die Geschwindigkeit der Longitudinalwellen ist aber unendlich gross. Ist $k = 0$, $\varepsilon$ und $\varkappa$ unendlich gross, wie bei Maxwell, so wird auch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrischen Longitudinalwellen unendlich, und es finden die elektrisch-magnetischen Oscillationen in den zwei, der Polarisationsebene des Lichtes und der darauf senkrechten Ebene entsprechenden Ebenen statt.

In einem dielektrischen Raume, für welchen die Leitungsfähigkeit $\mathfrak{l}$ so klein ist, dass die Geschwindigkeit $d\mathfrak{x}/dt$ in Folge der dielektrischen Polarisation gegen die durch die Leitung bedingte Geschwindigkeit $\mathfrak{x}/\varepsilon\mathfrak{l}$ sehr gering ist, ergiebt sich, dass in Folge der Magnetisirbarkeit des Mediums statt $A^2$ der Werth $A^2(1 + 4\pi\varkappa)$, statt $k$ der Werth $k/(1 + 4\pi\varkappa)$ eintritt. Bei Versuchen in der Luft über magnetische Vertheilung erhält man daher nicht den Werth $A^2$, sondern $A^2(1 + 4\pi\varkappa_0)$, wenn der Werth $\varkappa_0$ für die Luft gilt. Da ferner $A^2$ in Folge der dielektrischen Polarisation ebenfalls $\sqrt{1 + 4\pi\varepsilon_0}$ mal kleiner erscheint, wenn $\varepsilon_0$ die dielektrische Polarisationsconstante der Luft ist, so ist, wenn in der Luft der der Lichtgeschwindigkeit nahe gleiche Werth $\mathfrak{A}$ von $1/A$ beobachtet ist, der wahre Werth von $A$ gegeben durch

$$\frac{1}{A} = \mathfrak{A}\sqrt{1 + 4\pi\varepsilon_0}\sqrt{1 + 4\pi\varkappa_0}$$

und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen in Luft, resp. in einem anderen isolirenden Medium, dessen elektrische und magnetische Polarisationsfähigkeit $\varepsilon$ und $\varkappa$ ist, wird

| | Luft | Medium |
|---|---|---|
| longitudinal: | $\mathfrak{A}(1 + 4\pi\varepsilon_0)\sqrt{\dfrac{1 + 4\pi\varkappa_0}{4\pi\varepsilon_0 k}}$; | $\mathfrak{A}\sqrt{\dfrac{(1 + 4\pi\varepsilon)(1 + 4\pi\varepsilon_0)(1 + 4\pi\varkappa_0)}{4\pi\varepsilon k}}$ |
| transversal: | $\mathfrak{A}\sqrt{\dfrac{1 + 4\pi\varepsilon_0}{4\pi\varepsilon_0}}$; | $\mathfrak{A}\sqrt{\dfrac{(1 + 4\pi\varepsilon_0)(1 + 4\pi\varkappa_0)}{4\pi\varepsilon(1 + 4\pi\varkappa)}}$. |

Während somit durch die elektrostatischen Phänomene das dielektrische Verhalten des umgebenden Mediums nicht bestimmt werden kann (vergl. Gl. XIII u. flgde.), verhält sich dies bei den elektrodynamischen Phänomenen anders; bei denselben wäre also die Vertheilungsconstante $\varepsilon_0$ der Luft, etwa durch Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrischen Transversalwellen zu bestimmen. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrostatischen Bewegung würde nach Gl. XI) u. flgde. von dem Werthe von $k$ abhängen, die Fortpflanzung der elektromagnetischen aber nicht; ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit würde je nach dem Werthe von $\varepsilon$ und $\varkappa$ gleich oder grösser als die des Lichtes sein.

1635 Nach den Berechnungen von von Helmholtz ändert sich die zur Grenzfläche normale Componente der elektrischen Kraft an der Trennungsfläche zweier Dielectrica in einem bestimmten, nur von den Vertheilungsconstanten $\varepsilon$ und $\varepsilon_1$ der beiden Medien abhängigen Verhältniss. Ist $P$ und $P_1$ das elektrische Potential in beiden, und wird $1 + 4\pi\varepsilon = D$, $1 + 4\pi\varepsilon_1 = D_1$ gesetzt, wo $D$ und $D_1$ die Dielektricitätscoefficienten der Medien sind, so verhält sich nach Gleichung XIId

$$D : D_1 = \frac{dP_1}{dN} : \frac{dP}{dN}.$$

Für die Luft ist $D = 1$ zu setzen. Ausserdem muss im Inneren der Dielektrica $\overline{\Delta P} = 0$ sein.

Wird zwischen die Platten eines Condensators eine isolirende Zwischenplatte gestellt, deren Dicke $\delta$, deren Dielektricitätscoefficient $D$ ist, ist der Abstand der Platten des Condensators nach Abzug der Dicke $\delta$ des Isolators gleich $B$, so ergiebt sich hiernach die Capacität desselben, abgesehen von den Randwirkungen, umgekehrt proportional dem Werthe $B + \delta / D$ und unabhängig von der Stellung der Platten zwischen den beiden Condensatorplatten, wie auch die Versuche zeigen.

**1636** Durch die Betrachtungen von Maxwell und von von Helmholtz sind wir dahin gelangt, die Fortpflanzung der elektrischen und magnetischen Störungen auf Gleichungen zurückzuführen, welche mit denen zweier auf einander senkrechter Lichtschwingungen völlig identisch sind. Es liegt daher nahe, die elektrischen und magnetischen Störungen auf entsprechende Bewegungen des Lichtäthers zu reduciren. Dadurch ist aber umgekehrt die Möglichkeit gegeben, das ganze Gebiet der Optik von diesem Standpunkte aus zu betrachten.

Auf dieses Feld hier einzugehen, liegt ausserhalb des Bereiches dieses Werkes, in welchem wir uns auf die Erscheinungen der Elektricität und des Magnetismus und ihre Erklärungen beschränken müssen [1]).

Gelingt es noch weiter, die elektrischen Phänomene auf Bewegungen des Aethers zurückzuführen, so würden dadurch nicht nur zwei grosse Gebiete der Physik zu einem einzigen verschmolzen, sondern wir hätten alle physikalischen Erscheinungen nur allein auf die Bewegungen zweier Arten von Materie, der Molecüle und Atome der Körper und der Aethertheilchen, zurückgeführt.

---

[1]) Ueberdies ist erst neuerdings dieses Gebiet im Zusammenhange von O. Tumlirz dargestellt worden; siehe dessen Elektromagnetische Theorie des Lichtes, Leipzig, Teubner, 1883, 8⁰, 158 S.



# NACHTRÄGE.

Zu Bd. I., §. 84 bis 123. Eine Reihe von Untersuchungen über die Vertheilung der Elektricität auf Leitern und die Capacität derselben hat wesentlich mathematisches Interesse. Wir citiren die folgenden:

Paci, Die Dichtigkeit auf einem Punkt der Oberfläche eines dreiaxigen Ellipsoids von den Axen $a$, $b$, $c$ ist: $\varrho = E/4\pi \sqrt{abc}\,\sqrt{R.R_1}$, wo $E$ die mitgetheilte Elektricitätsmenge, $R$ und $R_1$ die Hauptkrümmungsradien an der betreffenden Stelle sind. Nuovo Cimento [2] **15**, p. 168, 1876*.

Beltrami, Ueber die Theorie des Potentials. Rend. Ist. Lomb. [2] **16**, p. 725*; Beibl. **7**, p. 716*.

Dahlander, Das elektrische Potential und die Ladungscapacität bei einem Systeme von mehreren Leitern. Oefversigt af k. Vetensk. Ak. Förhandl. 1882, p. 9*; Beibl. **7**, p. 706*.

Maggi, Elektrische Induction auf Leiter, die von unendlichen Ebenen begrenzt werden und der Wirkung von in Bezug auf eine Axe symmetrischen Cohibenten unterworfen sind. Acc. di Lincei Mem. **9**, p. 188*; Beibl. **6**, p. 243, 1882*.

J. Moutier, Ueber die Niveauflächen eines elektrischen Umdrehungsellipsoids. Bull. Soc. Philomat. [7] **4**, p. 177, 1879*. — Ueber das Potential einer ellipsoidischen Elektricitätsschicht. Ibid. p. 185, 1879*.

Lord Rayleigh, Ueber das Gleichgewicht flüssiger, mit Elektricität geladener Leiter. Phil. Mag. [5] **14**, p. 184, 1882*; Beibl. **6**, p. 945*.

Pellat, Theorem über die elektrischen Schirme. Bull. Soc. Philomat. [7] **5**, p. 130, 1881*; Beibl. **5**, p. 874*.

F. G. Mehler, Zur Theorie der Vertheilung der Elektricität in leitenden Körpern. Math. Ann. **18**, p. 469, 1881*; Beibl. **6**, p. 28*.

H. Zimmermann, Vertheilung der Elektricität auf einer durch Rotation entstandenen Elasticitätsoberfläche. Dissertation. Göttingen 1881*.

Croullebois, Neuer Beweis des Riemann'schen Theorems. Compt. rend. **93**, p. 719, 1881*; Beibl. **6**, p. 28*.

Yves Machal, Ueber einige Theoreme der Elektricitätslehre, welche in den Lehrbüchern unexact dargestellt sind. Compt. rend. **95**, p. 210, 1882*; Beibl. **7**, p. 118*.

D. Niven, Ueber die elektrische Capacität eines durch zwei in einem Winkel sich schneidende sphärische Oberflächen begrenzten Conductors. Proc. London Math. Soc. 1880, Nr. 167 bis 169, p. 27*; Beibl. 5, p. 445*.

Mascart, Ueber die Wechselwirkung zweier elektrischer Kugeln. Compt. rend. 98, p. 222, 1884*; Beibl. 8, p. 392*.

J. Moutier, Ueber die absoluten Condensatoren von W. Thomson. Bull. Soc. Philomat. [7] 7, p. 65, 1883*; Beibl. 8, p. 38*.

Croullebois, Ueber einige Consequenzen der Gauss'schen Principien der Elektrostatik. Compt. rend. 94, p. 74, 1882*; Beibl. 6, p. 245*.

E. E. Blavier, Elektrostatische Capacität und Widerstand des Raumes zwischen zwei parallelen Kreiscylindern. Ann. Télégr. 1882*; Beibl. 7, p. 611*.

J. Klemenčič, Ueber die Capacität eines Plattencondensators. Wien. Ber. [2] 86, p. 1190, 1883*; Beibl. 7, p. 610*.

Volterra, Ueber einige Probleme aus der Potentialtheorie. Ann. della R. Scuola Normale Sup. di Pisa 3, p. 205, 1883*; Beibl. 8, p. 521*.

Zu Bd. I, §. 132. Auch Volta [1]) fand, dass ein quadratisches Stanniolblatt von 1 Quadratfuss Oberfläche mehr Elektricität annimmt, als ein Stab von gleichem Metalle und gleicher Oberfläche.

Zu Bd. I, §. 137. Citat: Vergl. auch die Berechnung von Moutier. Bull. Soc. Philomat. [7] 4, p. 49, 1881*; Beibl. 5, p. 672*.

Zu Bd. I, §. 139. Ausser den Bd. I, §. 132 bis 139 erwähnten Methoden zur Bestimmung der Capacität und der von W. Siemens Bd. IV, §. 1351, hat Glazebrook [2]) die folgende Methode benutzt.

Die zu vergleichenden Condensatoren $C$ und $C_1$ werden in zwei mit dem einen Pole der Säule verbundene Parallelzweige der Wheatstone'schen Drahtcombination eingefügt und die Widerstände $R$ und $R_1$ der anderen, auf die $C$ und $C_1$ enthaltenden folgenden Zweige so regulirt, dass das Galvanometer in der Brücke keinen Ausschlag giebt. Dann verhalten sich die Capacitäten $C : C' = R' : R$. Zur Erzielung grosser Empfindlichkeit müssen $R$ und $R'$ gross und der Widerstand des Brückenzweiges mit Galvanometer muss $G = R + R'$ sein. Isolirt der Condensator nicht vollständig und zeigt das Galvanometer, dessen Constante $k$ sei, eine permanente Ablenkung $\delta$, ist $E$ die elektromotorische Kraft der Kette, so folgt:

$$C = C' \frac{R'}{R}\left(1 - \frac{2\,G k}{E}\, tg\,\delta\right).$$

Auch kann die Absorption der Elektricität im Condensator etwas störend wirken, welche wie eine mit der Zeit veränderliche Leitung auftritt. Sind

---

[1]) Volta, Collezione 1 [1] p. 213*, was Le Monnier zuerst zeigte (Biot Traité) 2, p. 279*. — [2]) Glazebrook, Phil. Mag. [5] 11, p. 370, 1881*; Beibl. 5, p. 602*; ähnlich Gott, J. Tel. Eng. 10, p. 278, 1881*; Beibl. 5, p. 674*.

$\varrho$ und $\varrho'$ die derselben entsprechenden Widerstände der Condensatoren zur Zeit der Schliessung, so ist annähernd:

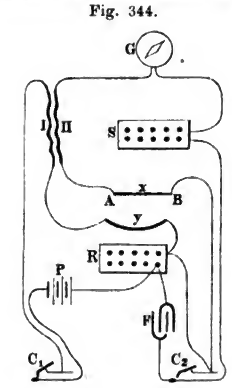
$$C = C' \frac{R'}{R} \left\{1 - 2\left(\frac{R'}{\varrho'} - \frac{R}{\varrho}\right)\right\}.$$

Die Versuche nach dieser Methode mit Paraffincondensatoren gaben bis auf $^2/_3$ bis 1 Proc. übereinstimmende Resultate.

Roiti [1]) hat den Bd. IV, §. 1326 beschriebenen Inductionsapparat auch zur absoluten Bestimmung der Capacität eines Condensators verwendet.

Wird ein Condensator, Fig. 344, von der Capacität $C$ $n$ mal in der Secunde durch eine Säule $P$ von der elektromotorischen Kraft $e$ geladen, deren Gesammtwiderstand $r$ ist, und von deren Schliessungskreis an zwei Punkten, zwischen denen der Rheostatenwiderstand $R$ sich befindet, Abzweigungen zu den Belegungen gehen, und wird er dann durch ein Galvanometer $G$ entladen, so ist der Strom $I$ in demselben:

Fig. 344.




$$I = n\,C \cdot \frac{R}{r}\,e = n\,C R i,$$

wenn $i$ der Strom im geschlossenen Kreise ist. Befindet sich in der Schliessung der Säule eine inducirende Spirale I, welche in einer gegenüberliegenden, mit demselben Galvanometer verbundenen Inductionsspirale II einen Strom inducirt, ist $M$ der Inductionscoefficient, $G$ der Gesammtwiderstand im inducirten Stromkreise, so ist bei $n$ Unterbrechungen die Intensität des inducirten Stromes im Galvanometer:

$$I_1 = n\,M\,\frac{i}{G}.$$

Werden die Anordnungen so getroffen, dass das Galvanometer keine Ablenkung zeigt, also $I = I_1$ ist, so ist:

$$C = \frac{M}{G\,.\,R} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 1)$$

Zweckmässig sendet man abwechselnd mittelst desselben Interruptors die Ladungen des Condensators und die Inductionsströme durch das Galvanometer in entgegengesetzter Richtung. Dann braucht man nur $R$ zu ändern.

Will man den Inductionscoefficienten eliminiren, so kann man die Ablenkung des Galvanometers durch die Entladungen des Condensators mit der durch eine Derivation der zu den Ladungen dienenden Säule vergleichen. Man verbindet hierzu die Punkte $A$ und $B$ der primären

[1]) Roiti, Atti del. R. Ist. Ven. [6] 2, 1884*; Beibl. 8, p. 867*.

Leitung, statt direct durch den Widerstand $g$, durch einen Widerstand $x$ im secundären Kreise, so dass der Widerstand des primären Kreises insgesammt unverändert $G$ bleibt. Dann ist die Ablenkung des Galvanometers $I_2 = i x G$. Macht man $I_2 = I_1$, so wird

$$C = \frac{1}{n} \frac{x}{G \,.\, R} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 2)$$

Macht man beide Bestimmungen, so erhält man die absolute Capacität unabhängig von der Kenntniss der absoluten Einheit der Widerstände. In der That, setzt man $R_1 = R/x$, $G_1 = G/x$, so wird nach 1) und 2): $C = M/G_1 R_1 x^2 = 1/n G_1 R_1 x$, woraus bei Elimination von $x$ folgt:

$$C = \frac{1}{n^2 M G_1 R_1}.$$

Eliminirt man $C$, so folgt $x = n M$, welche Methode Roiti früher zur Bestimmung des Ohms verwendet hat.

Zu Bd. I, §. 149. Citat: Richmann, s. Aepinus, tentamen, p. 355

Zu Bd. I, §. 201. Zur Anstellung des Volta'schen Fundamentalversuches für Vorlesungszwecke wird von W. v. Beetz [1]) die eine Metallplatte auf einer schweren auf dem Tische liegenden Bleiplatte festgeschraubt, die andere am isolirenden Griff gefasst, wiederholt hinaufgesetzt und an die Condensatorplatte gebracht, welche aus gleichem Metalle, wie letztere, besteht.

Zu Bd. I, §. 222. Die Methode von Pellat zur Bestimmung der Potentialdifferenz zweier Platten ist schon im Jahre 1862 von W. Thomson [2]) angedeutet und benutzt. Nach weiteren Versuchen von Pellat [3]) sind die Potentialdifferenzen der ganz reinen, kaum gehärteten Metalle $P_w$ und der durch Reiben mit Smirgelpapier gehärteten Metalle $P_H$ gegen eine Goldplatte in Volts:

| | Zn | Pb | Sn | Sb | Ni [4]) | Bi | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $P_w$ | 0,85 | 0,70 | 0,60 | 0,44 | 0,38 | 0,36 | |
| $P_H$ | 1,08 | 0,77 | 0,73 | 0,49 | 0,45 | 0,48 | |
| | Stahl | Fe | Messing | Cu | Pt [4]) | Au | Ag [4]) |
| $P_w$ | 0,29 | 0,29 | 0,29 | 0,14 | — 0,03 | — 0,04 | — 0,06 |
| $P_H$ | 0,44 | 0,38 | 0,37 | 0,22 | + 0,06 | + 0,07 | + 0,04 |

Wir vervollständigen ausserdem die Angaben über die Versuche in Bezug auf den Einfluss der Temperaturerhöhung, wobei die eine Platte durch

[1]) v. Beetz, Carl's Rep. 18, p. 437, 1882*; Beibl. 6, p. 686*. — [2]) W. Thomson, Proc. Literary and Phil. Soc. of Manchester, Jan. 21, 1862*; Reprint of Papers, p. 317*; Nature 23, p. 567, 1881*; Beibl. 5, p. 801*. — [3]) Pellat, Thèse de Docteur, Nr. 461 bis 881*; Beibl. 5, p. 606*. — [4]) Das Nickel ist durch Reiben mit Leinwand, das Platin mit Leinwand oder Filtrirpapier, das Silber mit Filtrirpapier gehärtet. Blankes und mattes Gold und Silber zeigen keine Unterschiede.

eine Bunsen'sche Flamme unter Zwischenlegen eines Blättchens Flittergold erwärmt und dann ihre Potentialdifferenz gegen die andere während der Abkühlung beobachtet wurde. Das Kupfer und Eisen wird beim Erhitzen positiver, das Zink ebenfalls. Indess erzeugen die Erhitzungen und Abkühlungen nach einander beinahe stets permanente materielle Aenderungen des Zustandes der Oberfläche, welche, obschon unsichtbar, ausreichen, ihren elektrischen Zustand zu modificiren. Dieses Phänomen ist besonders sehr bemerkbar beim Zink.

Endlich erwähnen wir specieller, dass bei Abnahme des Druckes in allen Gasen, Luft, Sauerstoff, Kohlensäure, Wasserstoff, die Potentialdifferenz zwischen Kupfer und Zink zunimmt. Die Aenderung ist bei Sauerstoff am stärksten, bei Wasserstoff am schwächsten. Diese Aenderungen gehen gegen die Druckänderungen stets nach.

In den verschiedenen stark verdünnten Gasen sind bei gleichem Druck die Potentialdifferenzen nahe die gleichen; nur im Wasserstoff sind sie etwas grösser.

Nach einer ganz ähnlichen Methode hat Schulze-Berge[1]) Versuche über die Potentialdifferenz zwischen den 15 cm grossen vergoldeten Messingplatten oder den mit Platinfolie belegten Kupferplatten zweier Condensatoren unter Anwendung eines Quadrantelektrometers angestellt. Die Condensatoren waren zur Vermeidung von äusseren Influenzen mit einem auf einem Stanniolblatt stehenden Blechkasten umgeben, der Leitungsdraht zum Quadrantenpaar lag in einem abgeleiteten Blechrohre, ebenso war das Elektrometer von einer abgeleiteten Blechhülle bedeckt.

Die eine Platte wurde auf ein flaches cylindrisches Messinggefäss gelegt und dasselbe mit Gasen gefüllt und dann der anderen, welche nur der Luft ausgesetzt war, gegenübergestellt. Mit Ozon beladenes Platin, Gold, Messing erwies sich negativ, mit Wasserstoff beladenes Platin stark positiv gegen die Metalle in der Luft (bei ca. 0,214 D.), Gold kaum merklich positiv gegen eine mit Luft beladene Platte. Messing zeigte im Wasserstoff Unregelmässigkeiten.

Diese Ladungen verschwinden mit der Zeit. Wurde unter möglichster Vermeidung aller äusseren Influenzwirkungen die obere mit Gasen beladene Platte des Condensators auf einen solchen Werth gebracht, dass er sich bei ihrer Entfernung von der unteren Platte nicht änderte, und dann erst nach einigen Minuten mit den auf demselben Potential befindlichen Quadranten des Elektrometers während der Annäherung an die untere Platte verbunden, so zeigte die Nadel des Elektroskops eine positive Ablenkung, wenn die obere Platte in Folge der Gasbeladung positiv war und umgekehrt. Bei Entfernung der oberen Platte von der unteren zeigte sich diese Ablenkung nur sehr schwach oder gar nicht, häufig auch in entgegengesetztem Sinne. Der Grund dürfte das allmähliche Verschwinden der Gasschicht sein. Ist die obere Metallplatte

---

[1]) Schulze-Berge, Wied. Ann. 12, p. 293, 1881*.

auf dem Potential Null, die bedeckende Gasschicht auf $+ 2P$ und durch die Kette der ersteren und letzteren das Potential $- 2P$ ertheilt, so heben sich die Wirkungen auf die untere Condensatorplatte gerade auf, beim Abheben zeigt sich keine Ladung. Verschwindet das Gas, so bleibt ein Ueberschuss vom negativen Potential $- P$ übrig, welcher aber durch die Influenz der unteren abgeleiteten Platte auf $- 1/n . P$ sinkt. Verbindet man die Platte jetzt mit dem auf dem Potential $P$ verbleibenden Elektrometer, so fliesst aus letzterem negative Elektricität zu der Platte. Hebt man sie von der unteren ab, so fliesst die durch die untere in der oberen Platte gebundene Elektricität wieder in das Elektrometer zurück und ein umgekehrter Ausschlag zeigt sich.

Aehnliches zeigt sich bei Beladung der unteren Platte mit Gas.

Zu Bd. I, hinter §. 222. Nach Pellat[1]) können Metallplatten schon von einer gewissen Entfernung aus auf das elektromotorische Verhalten anderer einwirken.

Man verbindet eine Metallplatte $A$ mit einer vergoldeten Messingplatte und bringt in einem Abstand von 0,1 bis 12 mm $A$ gegenüber ein anderes Metall $B$ an, entfernt $B$ nach einigen Minuten und bestimmt die Potentialdifferenz von $A$ und der Goldplatte (s. oben). Sodann misst man nach einigen Minuten die Potentialdifferenz wieder ohne neue Annäherung von $B$ und findet sie ein wenig kleiner. Man kann diesen Versuch öfter wiederholen; die Potentialdifferenz steigt jedesmal durch Einfluss von $B$. Ist $A$ eine Zink-, Kupfer-, Goldplatte, so wird ihre Oberfläche besonders durch die Annäherung von Blei, Eisen geändert, merklich auch noch durch Kupfer, Gold, Platin; nicht merklich durch Zink.

Die Wirkung kann keine elektrische sein, da sie dann wesentlich von der Potentialdifferenz zwischen $A$ und $B$ während der Versuche herrühren würde; indess ändert sich bei Verbindung der Platten mit den Polen einer Säule von sechs Daniell'schen Elementen der Einfluss nicht.

Die Versuche erinnern an die Moser'schen Bilder; auch zeigt sich an dem Geruch mehrerer Metalle eine nach aussen merkbare Wirkung derselben.

Zu Bd. I, §. 239. Vergl. auch Meidinger, Wochenschr. d. Vereins d. deutschen Ingenieure, 1883*; Beibl. 8, p. 392*.

Zu Bd. I, §. 244. Lässt man eine Quecksilbersäule durch ein Capillarrohr aus einem Gefäss in ein anderes fliessen, während letztere mit den beiden Quadrantenpaaren eines Elektrometers verbunden sind, so beobachtet man keine Ladung, da sich dieselbe durch das Innere der Quecksilbersäule ausgleicht; wohl aber erscheint das ausfliessende Quecksilber negativ, wenn die Quecksilbersäule durch eine Luftblase unterbrochen ist[2]).

---

[1]) Pellat, Compt. rend. 94, p. 1247, 1882*; Beibl. 6, p. 590*. — [2]) Langton Hart, Phil. Mag. [5] 12, p. 324*; Beibl. 5, 877*.

Filtrirt man Quecksilber durch sämisches Leder, welches unten an einem 45 cm langen eisernen Rohre befestigt ist, so ladet sich das Quecksilber positiv, um so stärker, je feiner die Poren sind[1]).

Zu Bd. I, §. 244, Anm. Ein in Quecksilber eingesenkter Stab wird nach Dessaignes beim Herausziehen elektrisch. Nach Spring[2]) hat die Reibung hierbei keinen Einfluss, da beim Bedecken der Oberfläche des Quecksilbers mit Lycopodium letzteres beim Einsenken ganz in das Quecksilber eindringt; nach v. d. Mensbrugghe[3]) wirkt hierbei die ungleiche Spannung an der durch das Einsenken des Glasstabes erzeugten frischen und der älteren Oberfläche des Quecksilbers.

Nach Spring wird ferner bei Erwärmung des Quecksilbers von 15 bis 25° die Elektricitätserregung auf $^1/_3$, beim Behauchen der Oberfläche auf $^1/_6$ reducirt.

Nach einer schon im J. 1876 aufgestellten Theorie von v. d. Mensbrugghe[4]) soll jede flüssige Masse, deren Oberfläche wächst oder abnimmt, der Sitz einer thermoelektromotorischen Kraft sein. Er meint deshalb, dass, wenn die Aenderung der Oberfläche in Gegenwart eines schlecht leitenden Körpers vor sich geht, der Thermostrom die Ladung des letzteren bedingt.

Dies soll dadurch belegt werden, dass das mehr oder weniger vollkommene Vacuum eines Barometers beim Bewegen des Quecksilbers leuchtet, ebenso nach Hawksbee Quecksilber beim Durchleiten von Luftblasen unter der Luftpumpe, ferner dadurch, dass beim Durchpressen von Quecksilber durch poröses Holz mittelst des Luftdruckes ein genähertes elektrisches Pendel durch das Quecksilber angezogen wird.

Zu Bd. I, §. 247. Nach Versuchen von Hoorweg[5]) werden im Allgemeinen die in der folgenden Horizontalreihe stehenden Körper bei Berührung mit den in der Verticalreihe befindlichen:

| | Schwefel | Kautschuk | Schellack | Messing | Siegellack | Wachs | Papier |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Schwefel . . . | 0 | + | + | + | + | — | |
| Kautschuk . . | — | 0 | + | + | + | + | |
| Schellack . . . | — | — | 0 | — | + | — | |
| Messing . . . . | — | — | + | 0 | — | + | + |
| Siegellack . . . | — | — | — | + | 0 | + | |
| Wachs . . . . . | + | — | — | — | — | 0 | |
| Papier . . . . . | | | | — | | | |

Diese Körper lassen sich nicht in eine Spannungsreihe ordnen. — Dies kann sehr wohl davon herrühren, dass einzelne Körper, Papier, Kautschuk, Feuchtigkeit auf ihrer Oberfläche festhalten.

---

1) Dechant, Rep. der Phys. 20, p. 313, 1884*; Beibl. 8, p. 709*. — 2) Spring, Bull. de Bruxelles 41, p. 1024, 1876*. — 3) v. d. Mensbrugghe, Bull. de Brux. [3] 2, p. 458, 1882*; Beibl. 6, p. 497*. — 4) v. d. Mensbrugghe, Bull. de Bruxelles 41, p. 769*. — 5) Hoorweg, Wied. Ann. 11, p. 144, 1880*.

Zu Bd. I, §. 249. Durch Siebe gebeutelte Metallfeile sind nach Volta[1]) meist negativ, nur Antimon wird nach Becquerel[2]) positiv.

Zu Bd. I, §. 255. Siehe auch Gerland, Wied. Ann. **18**, p. 357, 1883*.

Zu Bd. I, §. 260 bis 262. Blake[3]) hat ebenfalls bestätigt, dass eine in einer Porcellanschale nach Entfernen der Flamme verdampfende Lösung von Seewasser oder Kupfersulfat sich nicht ladet.

Wurde die Flüssigkeit (Seewasser, Kochsalzlösung, concentrirte Schwefelsäure, Alkohol) bei Zimmertemperatur oder 100° durch Verbindung mit dem einen Pole einer Säule von 480 Kupfer-, Wasser-, Zinkelementen oder dem einen Pole einer Influenzmaschine elektrisch geladen, ihrer Oberfläche gegenüber eine mit der Collectorplatte eines Kohlrausch'schen Condensators verbundene Metallplatte oder Kugel angebracht und die Condensatorplatte mit einem Quadrantelektrometer verbunden, so lud sich letzteres ebenfalls bei Trennung der Platten des Condensators nicht, trotz der Condensation der Flüssigkeit bei der Verdampfung bei höherer Temperatur. Ebenso verhielt sich Quecksilber.

Der aus ruhigen, elektrischen Flüssigkeitsoberflächen aufsteigende Dampf ist also unelektrisch.

Palmieri[4]) hatte behauptet, dass sich bei der Condensation von Wasserdampf freie Elektricität entwickelte. Als Kalischer[5]) indess auf 12 grossen, aussen mit Stanniol bekleideten, auf einer isolirten Weissblechplatte stehenden und innen mit Eis gefüllten Gläsern, welche mit einem zur Erde abgeleiteten Drahtgazekasten bedeckt waren, Wasserdampf aus der Luft sich condensiren liess, zeigte ein mit der Blechplatte verbundenes Quadrantelektrometer keine Ladung, resp. keine grössere oder kleinere Ablenkung, als wenn die Gläser leer waren. Auch als das Condensationswasser von den an einem isolirten Rahmen aufgehängten Gläsern auf die Blechplatte abtropfte, ergab sich ein negatives Resultat.

Zu Bd. I, §. 261. Hankel[6]) hat die Elektricitätsentwickelung bei der Einwirkung von Säuren auf Zink und auf kohlensauren Kalk näher untersucht, und dabei ein zweifaches Verfahren eingeschlagen. Er liess aus einem isolirten, mit einer sehr feinen Spitze versehenen Trichter verdünnte Säuren in Tropfen auf ein unterhalb der Spitze in geneigter Stellung isolirt befestigtes Metallstück fallen. Die kleinen Tropfen sammelten sich am unteren Rande desselben zu etwas grösseren, und fielen von da in eine isolirte Platinschale. Es wurde nun das elektrische Verhalten

---

[1]) Volta, Collezione I, **2**, p. 257*. — [2]) Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. **47**, p. 123*. — [3]) Blake, Wied. Ann. **19**, p. 519, 1883*. — [4]) Palmieri, Nuovo Cimento **13**, p. 236, 1861*. — [5]) Kalischer, Wied. Ann. **20**, p. 614, 1883*. Versuche von Freeman, Phil. Mag. [5] **13**, p. 398, 1882*; Beibl. **6**, p. 884*, über das Fehlen von Elektricitätserregung beim Verdunsten lehren nichts Neues. — [6]) Hankel, Abh. der K. Sächs. Ges. der Wiss. **20** p. 595*, im Auszuge in Wied. Ann. **22**, p. 387, 1884*; Gef. Originalmittheilung.

des Metallstückes und der Platinschale mittelst des Elektrometers geprüft. Sodann hat er auch in der gewöhnlich ausgeführten Weise Metall- oder Kreide- und Marmorstücke in Glas-, Porcellan- oder Platinschalen mit der Säure übergossen, und den elektrischen Zustand des Gefässes bestimmt.

Zum Verständniss der auftretenden Elektricitäten hat man zu beachten: 1) die durch die Berührung der Leiter erzeugten elektrischen Spannungen, 2) die Fortführung der positiven Elektricität durch den in Folge des directen Angriffes der Säure entwickelten Wasserstoff, wobei das Zink negativ zurückbleibt, 3) die Bildung eines aus Zink und der aus ihm abgeschiedenen Kohle entstehenden galvanischen Elementes, wobei der am negativen Pole entwickelte Wasserstoff negative Elektricität mit fortnimmt und das Gefäss positiv zurücklässt. Dazu kommen noch weitere Modificationen durch den unter Vorhandensein eines chemischen Processes eintretenden Abfall der Säuretropfen vom unteren Rande des Zinkstückes; je nach dem Verhältniss der von den abfallenden Tropfen mitgenommenen negativen und der von den Gasen fortgeführten positiven Menge zeigt das Zinkstück positive oder negative Ladung.

Tropft verdünnte Schwefel- oder Salzsäure auf ein isolirtes Zinkstück, so nimmt dasselbe, so lange noch kein wesentlicher Angriff der Säure stattfindet, in Folge der abfallenden mit positiver (aus der vorhergegangenen Ableitung herrührenden) Elektricität geladenen Tropfen eine negative Spannung an; dieselbe wächst, wenn der Angriff der Säure beginnt. Dieser negativen Elektricität wirkt aber die Bildung einer schwärzlichen Schicht (eines galvanischen Elementes) und der am unteren Ende des Metalles unter Vorhandensein eines chemischen Processes stattfindende Abfall der Tropfen entgegen; die negative Spannung nimmt dadurch ab und geht zuletzt in eine positive über.

Die vom Zink abfallenden Tropfen ertheilen, bevor ein Angriff der Säure stattfindet, der Platinschale positive (aus der Berührung herrührend), nach dem Eintritt eines solchen aber negative Ladung.

Beim Uebergiessen eines Zinkstückes in einer Schale mit verdünnter Säure wird die Schale durch die Bildung einer schwärzlichen Schicht auf dem Metalle meistens positiv; nur bei starken Säuren (namentlich Salzsäure), wo durch den heftigen Angriff jene Schicht abgestossen wird, tritt negative Ladung der Schale ein, die später beim Nachlassen des Angriffes in eine positive übergeht.

Tropft verdünnte Salzsäure auf ein Stück Kreide oder Marmor, so erscheint dasselbe, weil die Kohlensäure positive Elektricität hinwegführt, negativ; bei starker Säure wird der Marmor durch die an seinem unteren Ende vorhandene Gasentwickelung positiv geladen.

Wird ein Kreide- oder Marmorstück in einer Platinschale mit verdünnter Salzsäure übergossen, so zeigt die Schale negative Spannung, die beim Marmor, wenn eine etwas stärkere Säure angewandt worden, nach und nach abnimmt und schliesslich in Folge der durch die Beimengung

von Chlorcalcium verminderten Beweglichkeit der Flüssigkeit in eine sehr schwache positive übergeht.

Zu Bd. I, §. 284. Ueber die Vertheilung der Spannung in der Säule, s. auch Malavasi, Dissertation. Modena, Paolo Toschi, 1882*; Beibl. 6, p. 946*.

Zu Bd. I, §. 308. Lord Rayleigh [1]) hat der Gasbatterie die folgende neue Form gegeben.

In einem weiten Troge werden in die Flüssigkeit zwei Platindrahtnetze von 20 Quadratzoll Oberfläche eingesenkt, so dass sie gerade mit den Oberflächen eintauchen und die letzteren feucht sind. Eines der Netze ist der Luft ausgesetzt, das andere befindet sich auf dem Boden eines Raumes, durch welchen Wasserstoff strömt.

Zu Bd. I, §. 311. Gaselemente, in welchen ein bei hoher Temperatur geschmolzener Körper als Flüssigkeit dient, sind von Kendall [2]) construirt worden.

In einem mit dem Galvanometer verbundenen Platintiegel wurde glasige Phosphorsäure geschmolzen und ein unten geschlossenes, ebenfalls mit dem Galvanometer verbundenes Rohr von Platinblech eingesenkt, in welches durch ein oben angekittetes Glasrohr Wasserstoff geleitet wurde. Wie vorauszusehen, entstand ein Strom, welcher von dem mit Wasserstoff beladenen Platin durch die Phosphorsäure zu dem Platintiegel floss. Aehnlich verhielten sich Schwefelsäure, geschmolzene Chloride, Bromide u. s. f.; Carbonate waren unbrauchbar. Auch Palladiumröhren wurden verwendet.

Auch wurde der Apparat aus zwei verticalen concentrischen Platinröhren hergestellt, welche in einem Gasofen erhitzt wurden, und zwischen welche man die Salze brachte. Dabei ging das Wasserstoffgas auch von innen durch das geschmolzene Salz. Wurde eine Metallröhre mit leicht schmelzbarem Glase bedeckt und letzteres mit Platinfolie u. s. f., welche mit Wasserstoff gesättigt wurde, so ergaben sich die gleichen Erscheinungen. Ausser Platin und Palladium lassen noch Gold, Eisen, Nickel, Molybdän, Kupfer und Silber, Wasserstoff bei ähnlichen Versuchen hindurch.

Auch Röhren von Porcellan, die innen und aussen mit geschmolzenem Glase bedeckt wurden, auf welches Platinfolie gebracht wurde, gaben Resultate; das Wasserstoffgas ging hindurch, indess höchstens 0,2 ccm durch den Quadratzoll per Minute, während Platinröhren von 0,01 Zoll Dicke zwischen 0,1 bis 0,2 ccm bei verschiedenen Temperaturen hindurchliessen.

Eine Platinröhrenzelle gab mit borsaurem Kalk bei Weissgluth eine elektromotorische Kraft von 0,36 Daniell, eine $^1/_2$ Zoll dicke Porcellanröhre 0,7 D.

[1]) Lord Rayleigh, Proc. Cambr. Phil. Soc. **4**, p. 198, 1884*; Beibl. **8**, p. 395*. — [2]) Kendall, Chem. News **49**, p. 49, 1883*; Beibl. **8**, p. 525*.

Wird ein Metalldraht mit geschmolzenem Glase und dieses mit Platinfolie bedeckt, so entsteht in einer oxydirenden Flamme ein Strom, indem nach dem Verfasser dem inneren Metall absorbirter Wasserstoff entzogen würde. Beim Erhitzen in der Reductionsflamme kehrt sich der Strom um. Dieser Versuch lässt sich sehr gut anstellen, wenn man in einer $5^1/_4$ Zoll langen, 1 Zoll weiten Platinröhre ein Glas aus borsaurem Kalk und Magnesia schmilzt, eine Platinplatte an einem Platindraht hineinhängt, die Röhre und Platte mit dem Galvanometer verbindet und nun die Röhre in der Oxydations- oder Reductionsflamme erhitzt.

Zu Bd. I, §. 327. Ueber einen Stromregulator von Külp siehe Carl's Rep. **18**, p. 229, 1882*; Beibl. **6**, p. 502*.

Zu Bd. I, §. 328. Ein Stromregulator, bei welchem Zinkbleche in 30 proc. Zinkvitriollösung bei gleichem Abstande in Folge der Anziehung eines Eisenkerns durch eine von dem zu regulirenden Strome durchflossene Spirale mehr oder weniger tief eingesenkt werden, ist von Böttcher[1]) angegeben.

Zu Bd. I, hinter §. 328. Zur allmählichen gleichmässigen Aenderung der Stromintensität schalte ich bereits seit längerer Zeit in den Schliessungskreis ein Bunsen'sches Element ein, bestehend aus einem mit verdünnter Schwefelsäure gefüllten, 38 cm hohen und 9 cm weiten Glascylinder, in welchem auf einen ihm conaxialen, 25 cm hohen und 5 cm weiten, oben geschlossenen Glasrohre der mit Salpetersäure gefüllte, unten glasirte Thoncylinder aufgekittet ist. Derselbe ist in gleicher Höhe von dem an dem Rande des weiteren Glascylinders angehängten amalgamirten Zinkcylinder umgeben. Zwischen dem Thoncylinder und dem Zinkcylinder lässt sich eine 38 cm lange und 5,5 cm weite, bis auf den Boden des weiteren Glascylinders reichende, an einer über eine Rolle gehenden Schnur hängende Glasröhre verschieben.

In ähnlicher Weise schiebt Stebbins[2]) über die porösen Zellwände nicht poröse Schirme.

Zu Bd. I, §. 347. Citat: Reinhold und Rücker. Phil. Trans. 1881 [2], p. 447; Beibl. **6**, p. 30. Die cylindrischen Häutchen von Seifenwasser wurden zwischen zwei über einander an Messingröhren befestigten eisernen Schalen von 33 mm Durchmesser hergestellt, deren obere in ein mit Seifenwasser gefülltes Gefäss getaucht wurde. Die untere wurde an sie herangebracht und dann die obere gehoben.

Zu Bd. I, §. 358. Citat siehe auch Quincke, Pogg. Ann. **144**, p. 20, 1876*.

Zu Bd. I, §. 360. Das Citat G. Kirchhoff, Pogg. Ann. **78**, p. 506, 1849 ist beizufügen.

---

[1]) Böttcher, Centralblatt für Elektrotechnik, **5**, p. 637, 1883*; Beibl. **8**, p. 39*. — [2]) Stebbins, Centralblatt für Opt. u. Mech. **4**, 119, 1883*; Beibl. **7**, p. 474*.

Zu Bd. I, §. 384, Anm. Mathematische Berechnungen über die Stromverzweigung sind neuerdings u. A. ausgeführt worden von:

Hildebrandt. Strömung in einer unendlichen Ebene und einer Kugeloberfläche. Dissert. Göttingen 1881; Beibl. **6**, p. 290*.

Volterra. Ueber ein Reciprocitätsgesetz in der Vertheilung der Temperaturen und constanten galvanischen Ströme in irgend einem Körper. Nuovo Cimento [3] **11**, p. 188, 1882*; Beibl. **6**, p. 885*. Wenn ein durch zwei Punkte $A$ und $B$ in einen Körper eingeleiteter Strom zwischen zwei Punkten $C$ und $D$ die Potentialdifferenz $E$ erzeugt, so entsteht dieselbe Potentialdifferenz zwischen $A$ und $B$ beim Durchleiten des gleichen Stromes zwischen $C$ und $D$. Dieser Satz ist von Poloni experimentell geprüft worden. Rend. Lomb. **15**, p. 535, 1882*; Beibl. **6**, p. 945*. Der Satz entspricht einem schon früher von Helmholtz bewiesenen. Siehe Bd. I, §. 372, p. 377*.

Dieterici hat den Widerstand einer Platte von der Form eines **H**, in deren untere Schenkel der Strom der Säule eintritt, berechnet und die Resultate mittelst der Methode von Kirchhoff und Hansemann (Nachtrag zu Bd. I, §. 445) experimentell bestätigt. Vergl. Wied. Ann. **16**, p. 234, 1882*.

Thévenin. Theorem in Bezug auf lineare verzweigte Leiter. J. de Phys. [2] **2**, p. 418, 1883*; Beibl. **8**, 38.

Haubner. Strömung in einer aus zwei Halbebenen zusammengesetzten Platte, einer Ebene mit einem verschieden leitenden eingesetzten Kreise und einer Ebene mit ringförmigem Ausschnitt. Wien. Ber. [2] **85**, p. 77, 1882*; Beibl. **6**, p. 687*. Ueber das logarithmische Potential einer nicht isolirten elliptischen Platte. (Stromverzweigung in einer elliptischen Platte und einem elliptischen Hohlcylinder in einem unendlichen Felde von anderer Leitungsfähigkeit.) Wien. Ber. [2] **87**, p. 412, 1883; Beibl. **7**, p. 906.

Hicks. Ueber den elektrischen Widerstand einer leitenden Kugel mit gegebenen Elektroden. The Messenger of Mathematics. 1883, p. 183*; Beibl. **8**, p. 226.

Oberbeck. Ueber die Berechnung von Widerständen körperlicher Leiter. (Kugel, Kreisscheibe, abgeplattetes und verlängertes Rotationsellipsoid.) Elektrotechnische Zeitschr. **4**, §. 216, 1883*; Beibl. **7**, p. 710*. (Berichtigung von Angaben von Ulbricht, Elektrotechnische Zeitschr. **4**, p. 18, 1883.)

Volterra. Einige Probleme aus der Potentialtheorie. Ann. della Scuola Normale Sup. di Pisa **3**, p. 205, 1883*; Beibl. **8**, p. 521.

Appell und Chevret. Ueber die Vertheilung des Potentials in einer flüssigen Masse von der Gestalt eines unendlichen Rechtecks (mit Prüfung durch das Capillarelektrometer). Ann. de Chim. et de Phys. [6] 1, p. 259, 1884*; Compt. rend. **98**, p. 358, 1884*; Beibl. **8**, p. 656.

Beltrami. Ströme in einer Kugel. Atti R. Ist. Lomb. [2] **17**, p. 538; Beibl. **8**, p. 770, 1884.

Zu Bd. I, §. 388. Die Bildung der Nobili'schen Figuren ist vollständig auf ihre theoretische Grundlage, die Stromverzweigung zurückgeführt [1]) und ihre weitere Verfolgung bietet daher nicht mehr ein besonderes principielles Interesse. Die Figuren sind Linien gleicher Stromesdichtigkeit. Tritt zu der einfachen Stromverzweigung noch eine Polarisation oder ein Uebergangswiderstand, welche sich mit der Dicke der Absätze ändern, so compliciren sich die Erscheinungen. Guébhard hatte diese von ihm in besonderer Schönheit dargestellten Figuren nach der äusseren Erscheinung als identisch mit den Curven gleichen Potentials erklärt, wofür sie freilich nach ihrer Genese ohne eine genauere mathematische Analyse nicht angenommen werden können. Nach einer längeren Discussion hat dann Guébhard diese Identität auf den Fall beschränkt, dass die elektromotorische Kraft der den Strom liefernden Säule durch die Polarisation in Folge des niedergeschlagenen Stoffes (des Bleisuperoxyds) völlig compensirt wird, welchen Satz Volterra (Atti della R. Accad. di Torino **18**, 1883*; Beibl. **8**, p. 127) durch Rechnung für die Fälle bestätigt, dass freie oder bis auf ihre Enden bedeckte Kathoden angewandt werden, welche auf der metallischen Anode senkrecht stehen oder dass als letztere eine Kugeloberfläche verwendet wird, der die Kathoden nahe stehen u. s. f. Indess wäre auch hier noch zu untersuchen, ob nicht während der Bildung des Absatzes durch den sich allmählich an verschiedenen Stellen verschieden stark bildenden Uebergangswiderstand und die Polarisation Aenderungen der Strömungen eintreten können, welche die Erscheinungen abändern. Da der Gegenstand principiell erledigt ist, wird es genügen, die betreffende Literatur anzuführen.

Guébhard, Compt. rend. **93**, p. 403, 792, 1881*; Beibl. **5**, p. 885*; **6**, p. 246*; l'Electricien 1882, p. 1*; Compt. rend. **94**, p. 437, 851, 1882*; Beibl. **6**, p. 387*; J. de Phys. [2] **1**, p. 205, 1882*; Beibl. **6**, p. 507*; Compt. rend. **96**, p. 1424, 1883*; Beibl. **7**, p. 709*; Wied. Ann. **20**, p. 684, 1883*; dafür auch Hildebrand, Schulprogramm des Gymnasiums zu Gandersheim 1881/82, und Holzmüller, Einführung in die Theorie der isogonalen Verwandtschaften, Leipzig 1882.

Ditscheiner, Wien. Ber. [2] **86**, p. 676, 1882*; Beibl. **7**, p. 612*.

H. Meyer (gegen Guébhard), Stationäre elektrische Strömung, Dissertation, Göttingen 1880*; Gött. Nachr. 1882, p. 654*; Wied. Ann. **18**, p. 136, 1883*.

Voigt (gegen Guébhard), Wied. Ann. **17**, p. 257, 1882; **19**, p. 183, 1883; **21**, p. 710, 1884*.

Mach (gegen Guébhard), Wied. Ann. **17**, p. 858, 1883*.

Zu Bd. I, §. 390. Citat Quincke, Pogg. Ann. **144**, p. 16, 1871*.

Zu Bd. I, §. 391. Weitere Versuche über den Absatz von elektrolytischen Niederschlägen auf Metallplatten, welche in die Lösung zwischen

[1]) Vergl. auch H. Weber. Nobili'sche Ringe bestimmt mittelst der Bessel'schen Functionen. Borchardt-Crelle's J. **7**, p. 75, 1873*.

den Elektroden gebracht sind, sind von Tribe angestellt worden. Da diese Erscheinungen unmittelbar auf Stromverzweigungen zurückgeführt werden können, wobei die Polarisation und der Uebergangswiderstand in Folge der Abscheidung der Ionen an der Metallplatte und Aenderung der Lösung daselbst je nach dem Stoffe der Metallplatte u. s. f. verschieden complicirend einwirken, sind sie im Princip bekannt, und die einzelnen Versuche haben nur ein secundäres Interesse. Es mag deshalb genügen, die weitere Literatur kurz zu erwähnen.

Tribe, Phil. Mag. [5] **12**, p. 299, 1880*; Beibl. **5**, p. 887*; Phil. Mag. [5] **15**, p. 391*; **16**, p. 90, 269, 1883*; Beibl. **7**, p. 708, 709, 911* (Versuche mit Platten); Phil. Mag. [5] **16**, p. 384, 1883*; Beibl. **8**, p. 44* (Versuche mit Metallröhren); Roiti, N. Cimento [3] **10**, p. 97, 1881*; Beibl. **5**, p. 888* (Einfluss des Metalles der Platte). Volterra, N. Cimento [3] **13**, p. 119, 1883*; Beibl. **8**, p. 128*, hat die Gestalt dieser Figuren mit Berücksichtigung der Polarisation berechnet, und Pasqualini, N. Cimento [3] **14**, p. 26, 1883* die Rechnungen bestätigt.

Zu Bd. I, §. 419. Bodynski bringt bei dem p. 430, Fig. 150 abgebildeten Apparat parallel zur Walze an Stelle des Stabes *ab* eine lange Schraubenspindel an, welche sich durch Zahnradverbindung mit der Walze gleichmässig dreht, und an derselben einen Hebel, dessen vorderes, von unten gegen die Walze drückendes Ende eine schmale Rinne voll Quecksilber trägt [1]).

Zu Bd. I, §. 423. Sind die grösseren Widerstandsrollen etwas zu gross, so kann man sie durch Anbringung einer Nebenschliessung von viel höherem Widerstand justiren [2]), wie dies auch schon Lord Rayleigh [3]) bei seinen Bestimmungen des Ohm ausgeführt hat.

Zu Bd. I, §. 430. Ein ähnliches Instrument mit zwei Drahtrollen von verschiedenen Windungszahlen und verschiedenen Widerständen (1:20), welche so geordnet sind, dass bei Verzweigung des Stromes durch beide die Nadel auf Null steht, ist von Voller [4]) angegeben. Werden Widerstände in beide Zweige eingeschaltet, dass dieselbe Einstellung erreicht ist, so ist das Verhältniss der letzteren ebenfalls 1:20.

Zu Bd. I, §. 431. Selbstverständlich kann man bei der Wheatstone'schen Drahtcombination auch den zu untersuchenden Körper in den einen Zweig einschalten und nach Regelung der Widerstände bis zur Einstellung des Galvanometers auf Null oder einen anderen Werth ihn durch einen gleichen Rheostatenwiderstand ersetzen. So kann man die Widerstände bei beliebiger Stromintensität mit einander vergleichen [5]).

Zu Bd. I, §. 434. Slotte [6]) ändert das Verfahren zur Elimination

[1]) Bodynski, Wied. Ann. **22**, p. 463, 1884*. — [2]) Silvanus P. Thompson, Phil. Mag. [5] **17**, p. 265, 1884*; Beibl. **9**, p. 43*. — [3]) Lord Rayleigh, Phil. Trans. 1882 [2], p. 679*. — [4]) Voller, Neue Form des Differentialgalvanometers. Hamburg 1884*; Beibl. **8**, p. 663*. — [5]) Bidwell, Phil. Mag. [5] **15**, p. 316, 1883*; Beibl. **7**, p. 545*. — [6]) Slotte, Wied. Ann. **15**, p. 176, 1882*

der Länge $s$ des Drahtes der Messbrücke etwas ab. Zwei Widerstände $w_1$ und $w_2$ werden bei abwechselnder Stellung wie bei der §. 434 erwähnten Methode in die auf einander folgenden Zweige eingeführt und die Verschiebung $d$ des Contactes bestimmt, um die jedesmalige Nullstellung des Galvanometers zu erzielen. Darauf werden $w_2$ und $w_1$ einem dritten Widerstand $w_3$ gegenübergestellt, wobei sich die je nach der Richtung positiven oder negativen Verschiebungen $d_1$ und $d_2$ ergeben. Dann ist

$$s = \sqrt{-\frac{d_1 d_2 d_3}{d_1 + d_2 + d_3}}.$$

Zweckmässig nimmt man annähernd $w_2 = \sqrt{w_1 w_3}$.

Zu Bd. I, §. 436. Eine Construction der Wheatstone'schen Brücke unter Verwendung des Rheochords von W. Weber, s. H. Meyer, Wied. Ann. 22, p. 460, 1884.

Zu Bd. I, §. 437. Braun[1]) calibrirt den Messdraht in folgender Weise. Auf dem Messdrahte, durch welchen ein durch einen Rheostaten constant erhaltener Strom geleitet wird, verschieben sich zwei scharfe Schneiden, durch welche ein Zweigstrom zum Galvanometer geleitet wird, so dass letzteres 100 Scalentheile Ausschlag zeigt. Ist der Gesammtwiderstand der Nebenschliessung 400 Q.-E., der des Drahtes 1 Q.-E., so sind bei blanken Drähten die Uebergangswiderstände an den Schneiden zu vernachlässigen. Man verschiebt die Schneiden und bestimmt den Ausschlag oder verstellt die Schneiden, bis der Ausschlag der gleiche wird.

Verschiebt man die Schneiden bei constantem Abstand über den Draht, so kann man sich schnell von seiner Homogeneïtät überzeugen.

Neusilberdrähte für Zithern zeigen auf grössere Längen nur Aenderungen des Widerstandes um 0,1 Proc.

Zu Bd. I, §. 438. Weitere Berechnungen über die Anwendung der Brücke siehe Gray, Phil. Mag. [5] 12, p. 283, 1881*; Beibl. 5, p. 878*.

Zu Bd. I, hinter §. 445. Kirchhoff und Hansemann[2]) bestimmen den Widerstand von Körpern von verhältnissmässig geringem Widerstande in etwas abgeänderter Weise:

Der Strom einer Säule geht durch den auf seinen Widerstand zu untersuchenden Körper und einen Rheostaten. Von den Enden des Körpers gehen zwei Drähte zur einen, von denen des Rheostaten ebenfalls zwei Drähte zur anderen Windungsreihe eines Differentialgalvanometers, dessen beide Umwindungen gleiche Drehungsmomente auf die Nadel ausüben. Man schaltet in die beiden Zweigleitungen Widerstände ein, bis die Nadel auf Null steht. Sind die Widerstände der zu untersuchenden Körper $w_1$ und $w_2$, die Widerstände der beiden Zweigleitungen $r_1$ und $r_2$, so ist $w_1 / w_2 = r_1 / r_2$. Fügt man zu $r_1$ einen Widerstand $\varrho_1$,

[1]) Braun, Centralzeitung für Opt. und Mech. 4, p. 134, 1883*; Beibl. 7, p. 776*. — [2]) Kirchhoff u. Hansemann, Wied. Ann. 13, p. 410, 1881* [illegible] Berl. Akad. 1880, p. 601*; s. auch Heaviside, Phil. Mag. [4] 45, p [illegible]

zu $r_2$ einen Widerstand $\varrho_2$ hinzu, dass dieselbe Einstellung erzielt ist, so verhält sich auch $w_1 / w_2 = \varrho_1 / \varrho_2$. Bei dieser Methode fällt wiederum der störende Einfluss der Uebergangswiderstände an den Contactstellen zwischen den Körpern und den Zuleitungen zum Differentialgalvanometer heraus.

Ein praktischer Apparat, um mittelst der von Kirchhoff-Hansemann modificirten Thomson'schen Methode der Messung sehr kleiner Widerstände unter Beseitigung des Einflusses der Contactstellen dieselben bis auf $^1/_{1000000}$ S.-E. zu bestimmen, ist von Siemens & Halske[1]) construirt worden.

Eine weitere Abänderung dieser Methode hat F. Kohlrausch[2]) angegeben, indem er die Zuleitungen zu den beiden Windungsreihen des Galvanometers kreuzt.

In Fig. 345 sind $AB$ und $A'B'$ die zu vergleichenden Widerstände, durch welche der Strom der Kette von $A$ nach $B'$ geleitet wird. Die beiden Galvanometerrollen sind beziehungsweise mit den Enden $A$ und $A'$, sowie $B$ und $B'$ der beiden Leiter verbunden. Die Werthe der Widerstände und Stromintensitäten sind an den einzelnen Theilen der Leitung verzeichnet, $\alpha, \beta, \alpha', \beta'$ bezeichnen die Uebergangswiderstände an den Contactstellen der Ableitungen zum Galvanometer. Sind die Widerstände der Rollen desselben $W = W'$, haben sie gleiche Drehungsmomente in

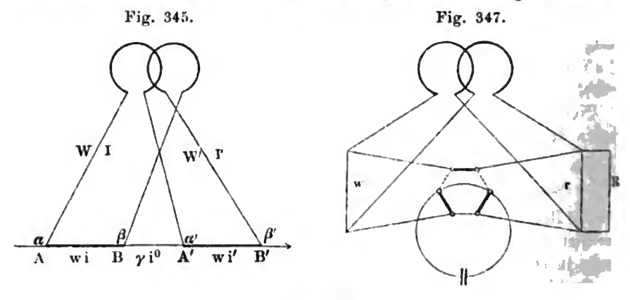
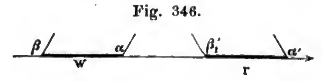


Fig. 345. Fig. 347.

Fig. 346.




Bezug auf die Nadel, und steht dieselbe auf Null, so ist $I = I'$, also auch $i = i'$. Ferner ist für diesen Fall

$$wi + \gamma i_0 = (W + \alpha + \alpha')I; \qquad ri + \gamma i_0 = (W + \beta + \beta')I,$$

---

1) Siemens u. Halske, Zeitschr. d. Wien. elektrotechn. Vereins 2, p. 2?, 1884*. — 2) F. Kohlrausch, Wied. Ann. 20, p. 76, 1883*.

oder
$$\frac{w+\gamma}{r+\gamma}=\frac{W+\gamma+\alpha+\alpha'}{W+\gamma+\beta+\beta'}.$$

Vertauscht man durch einen Commutator die Zuleitungen zum Galvanometer, so dass die inneren Punkte die äusseren werden, also auch $\beta$ mit $\alpha$, $\beta'$ mit $\alpha'$ (Fig. 346), und ändert $r$ um eine bestimmte kleine Grösse auf $r_1$ ab, so dass wieder die Nadel auf Null steht, so ist
$$\frac{w+\gamma}{r_1+\gamma}=\frac{W+\gamma+\beta+\beta'}{W+\gamma+\alpha+\alpha'}.$$

Aus beiden Gleichungen folgt:
$$w+\gamma=\sqrt{(r+\gamma)(r_1+\gamma)}.$$

Sind $r$ und $r_1$ nur wenig von einander verschieden, so kann man
$$w=\frac{1}{2}(r+r_1)$$
setzen, wobei der Fehler
$$\frac{1}{2}\left(\frac{r-r_1}{r+r_1}\right)^2=\frac{1}{8}\left(\frac{r-r_1}{w}\right)^2$$
beträgt. Ist also $w$ relativ gegen $r-r_1$ gross (100 mal grösser), so ist der Fehler verschwindend. Der Widerstand $w$ ist so sehr einfach zu bestimmen.

Zur Herstellung der Gleichheit der Wirkungen beider Windungsreihen des sorgfältig gewundenen Differentialgalvanometers wird der Strom der Säule zwischen denselben direct in entgegengesetztem Sinne verzweigt und die kleine Differenz durch Zufügung eines kleinen Widerstandes zu der einen Windung compensirt. Sind $w$ und $r$ gegen die gross zu nehmenden Widerstände des Galvanometers klein, so hat dies keinen störenden Einfluss. Die Umänderung von $r$, welches grösser sei als $w_1$, in $r_1$ wird erzielt, indem zu $r$ ein Stöpselrheostat $R$ als Nebenschliessung geschaltet wird[1]). Die Umschaltung der Contactpunkte geschieht durch den Fig. 347 gezeichneten Umschalter.

Die Methode eignet sich sehr gut zur Vergleichung von Copien von Neusilberdraht mit Quecksilbernormaleinheiten für den Widerstand.

Zu Bd. I, §. 458. Mac Gregor[2]) macht auf das Vorhandensein störender Polarisation bei der Anwendung alternirender Ströme für Widerstandsbestimmungen von Elektrolyten aufmerksam und weist dasselbe experimentell nach; er vermeidet die Störung, indem er in zwei auf einander folgende Zweige der Brücke Zersetzungszellen mit verschiedenem Abstand der Elektroden einschaltet, in denen bei der Nullstellung des Galvanometers in der Brücke die Polarisationen gleich gross sind. Sind dann die Widerstände der Zersetzungszellen $R_1$ und $R_2$, die der

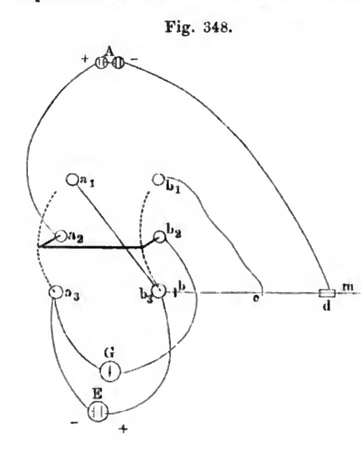
---

[1]) Vergl. Lord Rayleigh, Phil. Trans. 1882 [2], p. 679*. — [2]) Mac Gregor, Trans. Roy. Soc. Canada 1 [3], p. 21, 1884*; Beibl. 8, p. 713*.

sonstigen Widerstände in den sie enthaltenden Zweigen $R_3$ und $R_4$ und die Widerstände der beiden anderen Zweige gleich, so folgt $R_1 + R_2 = R_3 + R_4$.

Zu Bd. I, hinter §. 473. Zur Messung des inneren Widerstandes unpolarisirbarer Elemente wendet Fuchs[1]) die beifolgend, Fig. 348, gezeichnete Combination an, in der $E$ das zu untersuchende Element, $A$ eine Säule von einigen grösseren constanten Elementen, $G$ ein Galvanometer, $a_1$, $a_2$, $a_3$ und $b_1$ $b_2$, $b_3$ Quecksilbernäpfe einer Pohl'schen Wippe, $mb$ ein Messdraht mit den Contacten $c$ und $d$ sind. Zuerst wird durch die Wippe $a_2$ mit $a_3$, $b_2$ mit $b_3$ verbunden und durch Verschieben des Contactes $d$ das Galvanometer auf Null gebracht. Darauf wird die Wippe umgeschlagen und durch Verchieben des Contactes $c$ die Nullstellung erreicht. Dann ist der Widerstand des Elementes $E$ gleich dem des Drahtstückes $bc$.

Fig. 348.




Zu Bd. I, hinter §. 473. Die Wheatstone'sche Drahtcombination unter Anwendung von Wechselströmen und eines Telephons kann nach Less[2]) zur Bestimmung des Widerstandes von constanten Elementen, auch bei verschiedener Stärke des hindurchgehenden Stromes dienen, welche in einen der vier Parallelzweige eingeschaltet sind, da der constante Strom derselben das Telephon nicht beeinflusst. Bei veränderlichen Elementen stellt man unter Einschaltung von genügenden bekannten Widerständen in den Zweig des Elementes auf das Minimum der Tonstärke ein.

Zu Bd. I, §. 474. Bei dieser Methode wendet man am besten Inductionsströme und ein Telephon in der Brücke an [3]).

Zu Bd. I, hinter §. 474. Kempe und Munro[4]) bestimmen den Widerstand $R$ und zugleich die elektromotorische Kraft $E$ der Ketten, indem sie in ihrem Schliessungskreis einen Condensator, ein Galvanometer und einen Schlüssel anbringen. Bei der Schliessung wird der Condensator

---

[1]) Fuchs, Wied. Ann. **21**, p. 274, 1884* — [2]) Less, Wied. Ann. **15**, p. 80, 1882*. — [3]) F. Kohlrausch, gefällige Originalmittheilung. — [4]) Kempe u. Munro, Handbook for Testing, p. 195.

geladen. Der Ausschlag $d$ des Galvanometers misst die elektromotorische Kraft $E$, wenn man vorher den gleichen Versuch mit einem Normalelement angestellt hat. Wird darauf vor der Säule eine Nebenleitung von dem Widerstande $r$ angebracht, so sinkt die Ladung des Condensators im Verhältniss von $E : E \, . \, r/(r + R)$ und dementsprechend zeigt das Galvanometer einen Entladungsausschlag $d_1 = d\,[1 - r/(r + R)]$; dann ist der Widerstand $R$ der Kette $R = r\,d_1 / (d - d_1)$ [1]).

Zu Bd. I, §. 486. Käufliches Benzol, welches einen Strom schwach leitet, ist nach 24 Stunden langem Hindurchleiten desselben ein fast vollständiger Isolator, und bei Ladung und Entladung eines mit demselben gebildeten Condensators zeigt sich kaum ein Rückstand; die Rückstandsbildung im unreinen Benzol beruht auf einer Polarisation, da bei Ablassen des Benzols der Rückstand plötzlich hervortritt, aber mit gleichem Zeichen wie ohne Ablassen, während bei einem Eindringen der Elektricität in dasselbe das Ablassen einen entgegengesetzten Ausschlag hätte verursachen müssen [2]).

Zu Bd. I, §. 496. Der specifische Widerstand des Indiums [3]) ist (Hg = 1)

$$s = 0{,}08903\,(1 + 0{,}004744\,t).$$

Zu Bd. I, §. 499. Mit wachsendem Gehalt an Antimon nimmt die mittelst der Inductionswage gemessene Leitungsfähigkeit der Antimonkupferlegirungen schnell bis zu der Legirung $SbCu_4$ ab, dann bis $SbCu_2$ zu und wieder ab bis zu Antimon. $SnCu_4$ steht am tiefsten in der Leitungsfähigkeit der Kupfer-Zinn-Legirungen, dagegen die Legirung $SnCu_3$ am höchsten. Das specif. Gewicht von $SbCu_2$ steht nicht ausser der Reihe, dagegen ist $SbCu_4$ dichter als Kupfer [4]).

Der Widerstand von Palladium wächst nach Knott [5]) bei der Beladung mit Wasserstoff als negative Elektrode erst langsam, dann nahezu proportional der durch Wägung bestimmten aufgenommenen Wasserstoffmenge, wie auch schon Dewar gefunden, und zwar bis zu dem Maximalverhältniss von 2 : 3, während Graham dasselbe gleich 5,99 : 8,10 gefunden hatte.

Wenig Wasserstoff macht das Palladium stark positiv gegen Platin; bei Beladung mit mehr Wasserstoff sinkt die elektromotorische Kraft allmählich auf weniger als die Hälfte.

Zu Bd. I, §. 500. Ein Gehalt an Schwefel, Phosphor und Kohle vermehrt den elektrischen Widerstand des Eisens, ebenso wie den Widerstand gegen die Dehnung [6]).

---

[1]) Siehe Preece, Proc. Roy. Soc. **35**, p. 48, 1883*; Beibl. **7**, p. 616*. — [2]) Hertz, Wied. Ann. **20**, p. 280, 1883*. — [3]) Erhard, Wied. Ann. **14**, p. 504, 1881*. — [4]) Kamensky, Chem. News **47**, p. 304, 1882*; Beibl. **8**, p. 393*. — [5]) Knott, Proc. Roy. Edinb. Soc. 1882 u. 1883, p. 181*; Beibl. **8**, p. 394*. — [6]) W. H. Johnson, Chem. News **44**, p. 178, 1881*; Beibl. **6**, p. 32*.

Zu Bd. I, §. 502. C. L. Weber[1]) hat die Leitungswiderstände von Amalgamen bei verschiedenen Temperaturen nach der Methode von Kirchhoff (Nachtr. zu §. 445) bestimmt. Zinnamalgam mit 2 Proc. Zinngehalt wurde auf 100° erhitzt, langsam auf 35° und dann schnell in einem kalten Bade von Zimmertemperatur abgekühlt. Die Widerstände nehmen zwischen 90 bis 95° ziemlich regelmässig ab, bleiben aber nach dem plötzlichen Abkühlen auf einem höheren, etwa 32° entsprechenden Werth. Bei Amalgamen mit höherem Zinngehalt (2 Proc.) zeigen sich plötzlich Sprünge beim Erwärmen und Abkühlen; beim Erwärmen steigt der Widerstand erst z. B. von 20 bis 70° wenig, dann plötzlich; beim Abkühlen sinkt er erst (z. B. von 92 bis 83°) langsam, dann schnell und dann wieder langsam, behält aber einen höheren Werth als vorher. Dies wiederholt sich bei erneuten Temperaturänderungen. Die plötzlichen Widerstandsänderungen erfolgen etwa zwischen 65 bis 80°. Sie entsprechen völlig den von E. Wiedemann[2]), auf das Vorhandensein eines Gemisches von mehreren verschieden concentrirten Amalgamen zurückgeführten Volumenänderungen bei der Erwärmung.

Für eine Reihe von Legirungen ist der specifische Widerstand $s_{18}$ bei 18° und der Temperaturcoefficient $k$ in Bruchtheilen von $s_{18}$:

| | $Hg_{118}Sn$ | $Hg_{59}Sn$ | $Hg_{216}Ag$ | $Hg_{108}Ag$ | $Hg_{54}Ag$ | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $10^4 s_{18}$ | 9421 | 9210 | 9985 | 9984 | 9930 | |
| $10^6 k$ | 900 | 979 | 1180 | 1050 | 810 | |

| | $Hg_{414}Pb$ | $Hg_{207}Pb$ | $Hg_{207}Pb_2$ | $Hg_{130}Zn$ | $Hg_{65}Zn$ | $Hg_{65}Zn_2$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $10^4 s_{18}$ | 9840 | 9720 | 9480 | 9830 | 9460 | 9089 |
| $10^6 k$ | 860 | 750 | 870 | 800 | 880 | 970 |

| | $Hg_{224}Cd$ | $Hg_{112}Cd$ | $Hg_{56}Cd$ | $Hg_{416}Bi$ | $Hg_{208}Bi$ | $Hg_{104}Bi$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $10^4 s_{18}$ | 9920 | 9640 | 9340 | 9972 | 9874 | 9861 |
| $10^6 k$ | 1250 | 750 | 860 | 890 | 880 | 890 |

Zu Bd. I, §. 507. Ueber den Einfluss von Spannung und Dehnung auf die Leitungsfähigkeit der Drähte sind sehr ausgedehnte Versuche von H. Tomlinson[3]) angestellt worden.

Die Drähte waren theils hart, theils weich; sie wurden in gleicher Länge zu zweien neben einander in einem vier Fuss langen, vier Zoll dicken, doppelwandigen, vertical aufgestellten Luftbade aufgehängt, zwischen dessen Wänden sich Wasser befand. Der eine Draht wurde durch Gewichte gespannt, und die Widerstände beider wurden nach der Wheatstone'schen Brückenmethode verglichen. Dabei ergaben sich die Werthe der folgenden Tabelle, in der die Columne $\Delta r / r$ die Zunahme des Widerstandes bei einer Belastung des Quadratcentimeters

[1]) C. L. Weber, Wied. Ann. 23, p. 447, 1884*. — [2]) Eilh. Wiedemann, Wied. Ann. 3, p. 327, 1878*. — [3]) Herb. Tomlinson, Proc. Roy. Soc. 18. Juni 1881*; Phil. Trans. 1883, p. 1*; Beibl. 6, p. 291, 7, p. 712*.

durch 1 g, $b$ die Zunahme, welche durch ein Gewicht erzeugt werden würde, welches die Länge des Drahtes verdoppelte, endlich $c$ die entsprechende Aenderung des specifischen Widerstandes bezeichnet.

| Namen | $10^{12} \Delta r/r$ | $b$ | $c$ |
|---|---|---|---|
| Eisen . . . . . . | 2111 | 4,180 | 2,618 |
| Platin . . . . . . | 2285 | 3,404 | 2,252 |
| Zink. . . . . . . | 4406 | 3,379 | 2,113 |
| Zinn. . . . . . . | 10546 | 2,920 | 1,630 |
| Blei . . . . . . . | 17310 | 2,885 | 1,613 |
| Silber . . . . . . | 4272 | 3,851 | 1,531 |
| Kupfer . . . . . | 2310 | 2,713 | 1,005 |
| Kohle . . . . . . | 9248 | 2,480 | 0,980 |
| Platinsilber . . . | 2346 | 2,464 | 0,624 |
| Neusilber . . . . | 1523 | 2,018 | 0,226 |
| Aluminium . . . . | 1896 | 1,276 | —0,262 |
| Nickel . . . . . . | —3216 | —6,994 | —8,860 |

Merkwürdigerweise zeigt also Nickel eine Abnahme des Widerstandes, statt einer Zunahme. Die Reihenfolge der Metalle ist ähnlich der bei den Versuchen von Hall über die Ablenkung der Ströme in einer Metallplatte unter dem Einfluss des Magnetes.

Die Aenderung des Widerstandes der Legirungen bei der Belastung ist viel geringer, als bei den reinen Metallen; gerade wie bei der Erwärmung, welche letztere indess bei gleicher Ausdehnung oft 100 mal grösser ist, als im vorliegenden Falle. Auch wirken bei Nickel beide Einflüsse im entgegengesetzten Sinne.

Zusammenpressung wirkt auf den gesammten, wie auf den specifischen Widerstand der Kohle gerade im entgegengesetzten Sinne, wie Dehnung.

Transversale Dehnung erzeugt in verschiedenen Metallen ebenfalls die entgegengesetzte Wirkung wie die Dehnung in der Richtung des Stromes.

Bei Zinn und Zink erscheint die Aenderung des Widerstandes hierbei viel grösser, als bei der longitudinalen Dehnung; auch die Zeitdauer der transversalen Dehnung hat einen grossen Einfluss.

Druck nach allen Richtungen mittelst einer hydraulischen Presse vermindert den Widerstand von Kupfer und Zinn.

Durch permanente Dehnung wird der totale Widerstand der meisten Metalle permanent vermehrt, nur bei Nickel bis zu einer gewissen Grenze vermindert, über welche hinaus eine Zunahme des Widerstandes eintritt.

Durch Hämmern, permanente Torsion wird der specifische Widerstand bis zu einer bestimmten Grenze vermehrt, über welche hinaus er abnimmt. Eisen und Nickel verhalten sich gerade umgekehrt.

Plötzliches Abkühlen von Stahl, welcher unter Dunkelrothgluth erhitzt ist, vermindert den Widerstand; ist der Stahl vor dem Ablöschen höher erhitzt worden, so wächst derselbe.

Hierbei wurden die Volumenänderungen der Drähte berücksichtigt. Der Einfluss derselben ist sehr klein.

Mit der Zeit erlangen gedehnte Drähte ihre frühere Leitungsfähigkeit zum Theil wieder; namentlich Neusilber; Platinsilber zeigt dies am wenigsten. Zugleich erlangen die Körper wieder mehr longitudinale und Torsionselasticität.

Bei Eisen, Zink, Platin, Silber wird durch Dehnung bis zu einer gewissen Grenze die Vermehrung des Widerstandes durch Temperaturerhöhung gesteigert, worüber hinaus die Dehnung diese Wirkung vermindert. Bei Kupfer, Silber, Platin, Neusilber tritt das Umgekehrte ein.

Bei Messung der Widerstandsänderungen durch Dehnung bei 100° ergiebt sich, dass die Elasticität von Eisen und Stahl permanent durch Erwärmung auf 100° C. geändert ist, was auch durch andere directe Versuche bestätigt wird, entgegen den Annahmen von Wertheim, der diese Aenderung für eine temporäre hielt. Dagegen zeigt sich, wenn man nach der Abkühlung eine längere Zeit vergehen lässt, dass die Elasticität von Eisen und Stahl durch die Erwärmung temporär vermindert wird.

Zuweilen wird durch Erwärmen auf 100° die longitudinale und Torsionselasticität und die Ductilität von angelassenen Eisendrähten vermindert (bis auf 50°), ebenso die Magnetisirbarkeit, elektrische Leitungsfähigkeit und thermoelektromotorische Kraft.

Zu Bd. I, §. 507. Chwolson[1]) hat drei aus demselben Stück immer dünner gezogener Messingdrähte (von 63,66 Proc. Kupfergehalt) in einem mit Wasser gefüllten Blechcylinder von 913 mm Höhe und 192 mm Durchmesser gespannt. Durch kastenförmige, durch Glasplatten geschlossene Erweiterungen konnten die Verschiebungen von Marken an denselben beim Spannen beobachtet werden. Die entsprechenden Widerstandsänderungen wurden am Jacobi'schen Rheostaten gemessen. Um die Aenderung des specifischen Widerstandes zu finden, wurde der Elasticitätscoefficient $E$ und der Torsionscoefficient $C$ in Kilogrammen bestimmt und hieraus $\mu = (E/2C) - 1$ berechnet. Ist $\sigma$ das aus den Versuchen bestimmte Verhältniss der relativen Widerstandsänderung zur relativen Längenänderung, so ist $\sigma' = \sigma - (1 + 2\mu)$ das Verhältniss der relativen specifischen Widerstandsänderung zur relativen Längenänderung. Es sei noch $r$ der Radius des Drahtes in Millimetern; so wurden gefunden:

---

[1]) Chwolson, Mém. de St. Petersb. 11, p. 551, 1881*; Carl's Rep. 18, p. 253, 1882*; Beibl. 6, p. 389*.

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $r$ | = | 0,4560 | 0,3951 | 0,2313 |
| $E$ | = | 10290 | 10027 | 9845 |
| $C$ | = | 3566 | 3479 | 3408 |
| $\mu$ | = | 0,4428 | 0,4450 | 0,4445 |
| $\sigma$ | = | 2,184 | 2,206 | 2,305 |
| $\sigma'$ | = | 0,298 | 0,316 | 0,413 |
| $W$ | = | 1,11 | 1,12 | 1,20. |

$W$ ist der Widerstand eines Cubikmillimeters (ohne Spannung) in beliebigen Einheiten. Bei den drei Messingdrähten, deren Dicken 0,91 bis 0,79 bis 0,46 mm, deren Elasticitäts- und Torsionscoefficienten nach einander kleiner, deren absoluter elektrischer Widerstand aber grösser wurde, wuchs also das Verhältniss $\sigma'$ der relativen specifischen Widerstandsänderung zur relativen Längenänderung von 0,298 über 0,316 bis 0,415. Im Mittel ist $\sigma' = 0,342$.

Auch nach Gerosa [1]) hat die Vermehrung des elektrischen Widerstandes eines Drahtes durch Zug keine directe Beziehung zur temporären Verlängerung. Beim Ueberschreiten der Elasticitätsgrenze wächst der Widerstand schnell.

Longitudinale oder transversale Schwingungen ändern den Widerstand eines Drahtes nur, wenn er unten durch ein Gewicht belastet ist [2]), sich also dadurch zugleich dehnt.

Zu Bd. I, §. 510. Strouhal und Barus [3]) finden die Temperaturcoefficienten $\alpha$ von Stahlstäben von verschiedener Härte, deren specifischer Widerstand bezogen auf 1 cm Länge und 1 qcm Querschnitt in Mikrohm gleich $s$ ist, bei 0° wie folgt:

| | $s$ | $10^5\,\alpha$ | | $s$ | $10^5\,\alpha$ |
|---|---|---|---|---|---|
| Glashart . . . . | 45,7 | 161 | Blau angelassen | 20,5 | 330 |
| Hellgelb angelassen | 28,9 | 244 | Hellblau . . | 18,4 | 360 |
| Gelb angelassen . | 26,3 | 280 | Weich . . . | 15,9 | 423 |

Der Temperaturcoefficient nimmt also mit der Härte continuirlich ab, der Leitungswiderstand aber zu.

Für Stabeisen ergiebt sich aus früheren Beobachtungen das Analoge, so ist z. B. für $s = 12,1$ und $10,9$ bezw. $10^5\alpha = 457$ und $485$.

Für verschiedene Gusseisenstäbe ist $s = 76,0$, $76,2$, $83,3$ und $10^5\alpha = 124$, $138$, $126$.

Zu Bd. I, §. 511. Unreines Wismuth, welches in U-förmigen Röhren mit capillarer Biegung geschmolzen ist, vermehrt nach Righi [4]) bei gewissen Temperaturerhöhungen [5]) seinen Widerstand und vermindert ihn bei anderen, so dass die Curve des Widerstandes annähernd die Form

[1]) Gerosa, N. Cimento **14**, p. 222, **15**, p. 33, 1883*; Beibl. **8**, p. 650*. — [2]) Gerosa, l. c., s. auch Emo, Riv. Scient. Indust. **15**, p. 211, 1883*; Beibl. **7**, p. 907*. — [3]) Strouhal und Barus, Wied. Ann. **20**, p. 529, 1883*. — [4]) Righi, Journ. de Phys. [2] **3**, p. 355*; Beibl. **8**, p. 858*. — [5]) Auch von Leduc beobachtet, J. de Phys. [2] **3**, p. 362, 1884*; Beibl. **9**, p. 129*.

eines M hat. Die Temperaturen der Maxima liegen einander um so näher, je schneller das Wismuth erkaltet ist; dabei wächst das erste Maximum und verschwindet allmählich das Minimum. Bei sehr schnellem Erkalten wird die Curve nahezu parabolisch mit auf- und absteigendem Zweige. Ebenso verhalten sich Stangen, welche durch Aufsaugen von geschmolzenem Wismuth und solche, die durch Hinauspressen von Wismuth aus einem kleinen Loch erhalten waren. — Chemisch reines Wismuth verhält sich ganz regelmässig. Ein Zusatz von Spuren von Zinn bringt sofort die Anomalien hervor; wogegen sich Legirungen aus gleichen Theilen Blei und Wismuth oder aus 1 Aeq. Blei mit 2 bis 5 Aeq. Wismuth nach Leduc normal verhalten; dabei wächst der Widerstand bei weiterem Zusatz von Zinn bis zu einem Maximum und sinkt dann. So sind die Widerstände bei einem Gehalt von 0,1; 0,23; 0,56; 2,00; 10,00 Proc., resp. 2,47; 3,47; 4,24; 3,65; 1,84. Bei weiterem Zusatz ändert sich die Widerstandscurve wie bei stärkerer Härtung.

Diese Erscheinungen können zum Theil sehr wohl von Discontinuitäten des Wismuths herrühren.

Zu Bd. I, §. 512. Nach E. L. Nichols[1]) ist das durch Messung der Potentialdifferenz an zwei Punkten eines in einen Stromkreis eingeschalteten Platindrahtes bestimmte Verhältniss der specifischen Widerstände $r$ und Längen $l$ desselben bei Erhitzung von 0° bis zum Schmelzpunkte das folgende:

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $r$ | 1. | 1,5071 | 2,2934 | 3,6449 | 4,0303 | 4,2447 |
| $l$ | 1. | 1,00125 | 1,00416 | 1,01160 | 1,01400 | 1,01632 |

Zu Bd. I, §. 521 und 522. Sehr sorgfältige Untersuchungen über den Einfluss von Verunreinigungen auf die Leitungsfähigkeit des Quecksilbers sind in Anbetracht ihrer Wichtigkeit für die Herstellung der Quecksilbereinheiten von Lenz[2]) angestellt worden.

Die Widerstandsbestimmungen geschahen mit allen nur möglichen Vorsichtsmaassregeln mittelst der Brückenmethode, alle Contacte waren durch ganz feste Verschraubungen oder Quecksilbernäpfe und sehr sorgfältig amalgamirte Kupferbügel hergestellt. Die zwei constanten Zweige der Brücke hatten 10 Q.-E. Widerstand, die anderen enthielten bez. einen Kupferdraht und die mit Quecksilber gefüllte Röhre nebst einem Platindrahtrheostat (vergl. Bd. I, §. 420). Abwechselnd wurde eine unveränderliche und eine mit verschieden präparirtem Quecksilber gefüllte Röhre in denselben Zweig eingefügt.

Die Quecksilberröhren hatten 5 mm äusseren Durchmesser, 0,7 Quadratmillimeter Querschnitt, etwa 13,5 Q.-E. Widerstand und waren mittelst Korke in seitliche Tubuli von Glasflaschen eingesetzt. In dieselben waren

[1]) Nichols, Sillim. Journal [3] **22**, p. 363, 1881*; Beibl. **6**, p. 247*. —
[2]) R. Lenz, Elektrometrologische Studien I, St. Petersburg 1883, 64 S.*; Beibl. **8**, p. 39*.

an aufgeschliffenen Messingdeckeln hängende, unten gegen die Tubuli umgebogene Kupferstäbe von 10 mm Dicke und 5 cm Länge eingesenkt, deren gegen die Tubuli gekehrte Seite mit einem Platinblech bedeckt war. Sonst waren sie überall mit Asphaltlack überzogen. Die verschiedene Stellung der Elektroden bei Drehung des Deckels hatte keinen Einfluss. Die Röhren lagen in Schnee. Der den Widerstand der Quecksilberröhren äquilibrirende Kupferdraht bildete eine doppelte, in Schnee liegende Spirale. Die Länge des Drahtes war so gewählt, dass eine Erwärmung desselben durch den hindurchgeleiteten Strom gleiche Aenderungen des Widerstandes, wie in den Quecksilberröhren, hervorrief.

Die Röhren wurden gefüllt, indem in die eine Flasche bis über die Oeffnung, in die andere nicht ganz bis an die Oeffnung der Röhren Quecksilber gegossen und dann durch eine Saugpumpe von ersterer zu letzterer hinüber gesogen wurde. Die Röhren waren mit einer kochenden Lösung von saurem chromsauren Kali und Schwefelsäure, mit Salpetersäure, Ammoniak, Wasser und Alkohol gewaschen und mit trockener, durch Watte filtrirter Luft getrocknet. Später wurden die Röhren nur mit Alkohol ausgespült und getrocknet. Sie blieben vor den Versuchen mindestens eine Stunde in Schnee. Die Beobachtungen am Rheostaten weichen vom Mittel um nicht mehr als 0,0009 Q.-E., also 0,007 Proc. ab. Für jede Quecksilberprobe wurden zwei Beobachtungsreihen mit verschiedenen Füllungen ausgeführt. Aus allen Versuchen ergiebt sich, dass das Quecksilber bei verschiedenen Reinigungsarten fast genau denselben Widerstand hat; wenn es sorgfältig gereinigt und luftfrei ist. Die Unterschiede betragen nur etwa 0,01 Proc. Die Proben waren: 1) Quecksilber durch Salpetersäure, Waschen mit Alkohol gereinigt, Kochen im Vacuum, Aufbewahren im Vacuum; 2) ebenso ohne Kochen; 3) Quecksilber ebenso, im Weinhold'schen Apparat destillirt; 4) dasselbe, einige Zeit in offener Schale erhitzt, bis sich Oxyd bildet, durch einen Papiertrichter mit kleiner Oeffnung filtrirt; 5) Quecksilber, zwei Monate mit $KHSO_4$ digerirt und geschüttelt, mit Wasser und Alkohol geschüttelt, im Vacuum destillirt; 6) ebenso, im Vacuum über Schwefelsäure schwach erwärmt. 7) Rest von der Destillation ad 5). 8) Quecksilber mit Eisenchlorid gereinigt, gewaschen, im Vacuum destillirt. 9) Rest der Destillation ad 8). 10) Quecksilber in der Weinhold'schen Pumpe destillirt, in salpetersaures Salz verwandelt; letzteres in Salpetersäure und Wasser gelöst, mittelst einer bis auf ihr Ende mit einer Glasröhre bedeckten Platindrahtelektrode in einem conischen Glase, bis auf dessen Boden sie reichte, elektrolysirt; das Quecksilber mit Wasser und Alkohol gewaschen, neben Schwefelsäure bei nicht hoher Temperatur im Vacuum getrocknet und im Vacuum aufbewahrt. 11) Wie Nr. 10, aber nach den Versuchen in offenem Gefäss erhitzt und wie Nr. 4 filtrirt. 12) Quecksilber drei Stunden mit concentrirter Schwefelsäure und einigen Tropfen Salpetersäure erhitzt; 13) wie Nr. 3, aber direct in die während der ganzen Destillation erwärmte Versuchsröhre hineindestillirt.

Von allen diesen Proben zeigt nur Nr. 12 einen etwa um 0,042 Proc. grösseren Widerstand, als das Mittel aus allen Bestimmungen ist; sie ist die einzige Probe, aus welcher die Luft nicht ausgetrieben war.

Der Widerstand des Quecksilbers der dreizehnten Probe ist ganz wenig kleiner, als der der übrigen Proben, was wohl wiederum an der vollkommeneren Befreiung von Luft liegt. Die Differenz zwischen Nr. 13 und Nr. 12 beträgt im Ganzen 0,05 Proc.

Die Dichtigkeiten der Quecksilberproben differiren dagegen um mehrere Einheiten der vierten Decimale (13,59869 für Nr. 2, welche wahrscheinlich am reinsten ist, bis 13,59810 für Nr. 9).

Der Widerstand vom Quecksilber, welches Oxyd enthält, ist also, wie schon Matthiessen und Vogt gefunden haben, gleich dem von absolut reinem Quecksilber.

Wurden 0,01 Proc. Blei reinem Quecksilber beigemischt und dasselbe dreimal filtrirt, wobei es immer noch ein merklich unsauberes Ansehen hatte, und durch die Versuchsröhre hindurchgetrieben, so war der Widerstand ganz unverändert, die Dichtigkeit aber wesentlich vermindert, nämlich bis auf 13,59783. Das äussere Ansehen des Quecksilbers und seine Dichtigkeit verrathen also schon viel eher eine Unreinigkeit, als eine Aenderung des Leitungswiderstandes, während sich ein Luftgehalt des Quecksilbers eher durch letztere, als durch erstere zeigt.

Bei Untersuchung von U förmigen Röhren, welche mit luftfreiem Quecksilber durch Aspiration oder durch directe Destillation gefüllt waren und etwa 6 bis 6,4 Ohm Widerstand hatten, bei 0° sowie 50, 75 und 100°, welche Temperaturen durch Wasserdämpfe constant erhalten wurden, die unter verschiedenem Druck erzeugt wurden, ergiebt sich nach Lenz [1]) der Widerstand des luftfreien Quecksilbers bei den Temperaturen $t$ zwischen 0 und 100° gegen den $R_0$ bei 0°:

$$R_t = R_0\,(1 + 85771\,.\,10^{-8}t + 89677\,.\,10^{-11}t^2),$$

wonach für 100° die Aenderung 9,5 Proc. wird und zwischen 0 und 25°:

$$R_t = R_0\,(1 + 8798\,.\,10^{-7}t).$$

Zwischen 0 und 13° hatte Lord Rayleigh den Coefficienten 863—870—854—857 . $10^{-6}$, im Mittel 861 . $10^{-6}$ gefunden, während er nach der parabolischen Formel von Lenz 860 . $10^{-6}$ ist. Die Differenzen betragen also nur 0,01 Proc. — Abgesehen von zufälligen Fehlern könnten die älteren Versuche von einem eventuellen Luftgehalt des Quecksilbers beeinflusst worden sein.

Wurde Quecksilber in einer 1,2 m langen Thermometerröhre mit erweiterten Enden und Platinelektroden in einem Piezometer einem Druck bis zu 60 Atmosphären ausgesetzt, so nahm bei Messung mittelst der

---

[1]) Lenz u. Restzoff, Elektrometrologische Studien II, St. Petersb. 1884, 42 S.*; Beibl. 8, p. 593*.

Methode von F. Kohlrausch der Widerstand nahe proportional der Druckzunahme für je eine Atmosphäre um 0,02 Proc. ab [1]).

Zu Bd. I, §. 525. Bei Vergleichung der thermischen Leitungsfähigkeit, welche durch Messung des Widerstandes der an einer Stelle erhitzten Drähte bestimmt wurde und der elektrischen Leitungsfähigkeit, fand Poloni [2]) eine gute Uebereinstimmung beider Werthe:

| Leitungsfähigkeit für | Silber | Kupfer | Saiteneisen | Weiches Eisen | Platin |
|---|---|---|---|---|---|
| Wärme | 100 (17⁰) | 104,7 (17,5⁰) | 19,803 (16⁰) | 19,48 (15,5⁰) | 11,17 (18,25⁰) |
| Elektr. (18⁰) | 100 | 95,77 | 16,465 | 16,018 | 13,786 |

Zu Bd. I, §. 532. Nach Boekmann [3]) ist der Widerstand zwischen einem ebenen und einem spitzen polirten Kohlencontact eines Mikrophons, welches in den Schliessungskreis einer Kette mit einem Stimmgabelunterbrecher eingeschaltet war, cet. par. während der Bewegung kleiner als während der Ruhe, unabhängig von der Tonhöhe, er ist relativ um so grösser, je kleiner der Anfangsdruck oder der Anfangswiderstand und die Stromintensität ist, er ist relativ um so kleiner, je schwächer die Tonstärke, also die Stärke der Bewegung ist. Nach Aufhören der Bewegung wird der Widerstand der frühere.

Der Widerstand an den Berührungsstellen verschiedener Körper, von Kohlen, Metallen ist durchaus von der Grösse derselben, ihren etwaigen Temperaturänderungen, Verschmelzungen u. s. f. abhängig (weshalb z. B. bei erhöhtem und nachher wieder vermindertem Druck bei Kohlencontacten der durch den Druck verminderte Widerstand den früheren Werth erlangt, bei Metallen nicht, etc.) und die Untersuchung bietet deshalb kein allgemeineres rein wissenschaftliches Interesse. Wohl aber ist sie von grosser praktischer Bedeutung für das Studium der Verhältnisse des Mikrophons. Wir können deshalb hier nur auf die Literatur verweisen [4]).

Zu Bd. I, §. 533. Der Widerstand von neun je 10 mm dicken, 300 mm langen Kohlenstäben (Drahtkohle von Gebrüder Siemens in Charlottenburg) beträgt nach Uppenborn [5]) im Mittel 0,313 S.-E. Die Maximalabweichungen hiervon sind — 15,7 und + 27,2 Procent dieses Werthes.

Zu Bd. I, §. 534. Ein zusammengeschmolzenes Gemisch von 20 Gewichtstheilen Schwefel und 9 Theilen Graphit vermehrt seinen Widerstand beim Erwärmen, und zwar schneller, als der Temperaturerhöhung entspricht.

Wird das Gemenge zwischen Platindrähte, wie das Selen in den

---

[1]) Lenz, Einfluss des Druckes auf den Leitungswiderstand des Quecksilbers. Stuttgart 1882, 13 S.*; Beibl. **6**, p. 802*. — [2]) Poloni, Rend. Lomb. [2] **15**, Fasc. 12 bis 13, 1882*; Beibl. **7**, p. 34*. — [3]) Boekmann, Wied. Ann. **23**, p. 651, 1884*. — [4]) S. Bidwell, Proc. Roy. Soc. **35**, p. 1, 1883*; Beibl. **7**, p. 710*. — [5]) Uppenborn, Zeitschr. f. angew. Elektr. **4**, p. 27*; Beibl. **6**, p. 246*.

Selengittern, gebracht, so ist es gegen strahlende Wärme sehr empfindlich. Beim Durchleiten kräftiger Ströme nimmt der Widerstand ab, ebenso vermindert sich der Widerstand der frisch bereiteten Präparate schnell mit der Zeit. Mischungen von Schellack oder Paraffin und Graphit verhalten sich ähnlich [1]).

Zu Bd. I, §. 535. Schwefel wurde in einem Reagensglase geschmolzen, in welches zwei concentrische Zinkcylinder als Elektroden eingesenkt waren. Die Beobachtungen geschahen nach der im Nachtrag zu §. 558 beschriebenen Methode. Vorher geschmolzener und langsam erkalteter Schwefel hat bei 112,1° den Widerstand 7,39, bei 69° 3930 Millionen Megohms für den Cubikcentimeter. Unter dieser Temperatur ist der Widerstand nicht mehr zu messen [2]).

Prismatischer Schwefel nimmt mit der Zeit beim Trübewerden einen geringeren Widerstand an (bei 17° nach einem und zwei Tagen 1170 und 705).

Octaëdrischer Schwefel zeigt bis etwa 80° zwischen Quecksilberelektroden keine Leitung. Geschmolzener leitet sofort vierzigmal besser. Von 114 bis 150° nimmt der Widerstand im Verhältniss von 9 : 1 ab. Lässt man den Schwefel in Prismen erkalten und schmilzt ihn wieder, so ist sein Widerstand kleiner, wohl weil er nicht sofort in seinen früheren Zustand zurückkehrt. Lässt man octaëdrischen Schwefel wiederholt in Prismen krystallisiren, so wird der Widerstand bei 115° halb so gross. Bei 160°, wo der Schwefel zähe wird, vermehrt sich wiederum der Widerstand, und derselbe bleibt beim Erkalten bis zum Schmelzpunkt grösser als vorher, umsomehr, je höher und länger der Schwefel vorher erhitzt und je schneller er unter 155° erkaltet wird, bei welcher Temperatur das umgekehrte Phänomen vor sich geht. Nach Wiederholung des Verfahrens kann der Schwefel beim Schmelzpunkt zwölfmal schlechter leiten als vorher. Ueberlässt man den so behandelten Schwefel sich selbst während einiger Zeit bei gewöhnlicher Temperatur und schmilzt ihn wieder, so nimmt der Widerstand nur sehr langsam ab.

Der Widerstand von gelbem Phosphor ist in einer Kohlensäureatmosphäre bei 15° 84000 Megohms, bei 42° 15600. Nach dem Schmelzen in einem U-Rohr ist der Widerstand bei 25° gleich 2,30 Megohms und bei 100° 0,34 Megohms. Der Widerstand wurde hierbei bestimmt, indem ein Punkt einer mehrgliederigen Säule mit einem Punkt ihrer Schliessung durch ein Galvanometer verbunden wurde. Waren die beiden Theile der Schliessung ein Graphitstrich auf einer Ebonitplatte und der Phosphor, und zeigte das Galvanometer auf Null, so verhielten sich die Widerstände beider Theile wie die elektromotorischen Kräfte der beiden Theile der Säule.

---

[1]) Shelford Bidwell, London Physical Soc. 25. März 1882*; Beibl. 6. p. 500*. — [2]) Foussereau, Compt. rend. 97, p. 996, 1883*; Beibl. 8. p. 130*.

Zu Bd. I, §. 549. Die Aenderungen des Widerstandes des Selens bleiben die gleichen, wenn man zwischen demselben und der Lichtquelle eine durchbrochene Pappscheibe 12 bis 50mal in der Secunde rotiren lässt oder das Verhältniss der Oberfläche der Löcher und der vollen Stellen von 1 : 7 bis zu 3 : 1 wechselt. Sie erfolgen also wesentlich instantan [1]).

Gegen die Annahme von J. Moser, dass die Abnahme des Widerstandes der Selenzellen beim Beleuchten von Contactänderungen an den Elektroden herrühre (vergl. §. 540), führt Shelford Bidwell [2]) an, dass, wenn eine Selenzelle direct in einem dunkeln Kasten durch einen Gasbrenner erwärmt wird, der Widerstand im Gegentheil zunimmt bis zu einer einige Grade über der Lufttemperatur liegenden Temperatur; erst bei stärkerer Erwärmung nimmt der Widerstand ab. Eine Zelle, deren Widerstand bei gewöhnlicher Temperatur beim Erwärmen sogleich abnimmt, zeigt bei 0° zuerst eine Zunahme desselben. Auch ist eine relativ sehr starke Erwärmung erforderlich, um den Widerstand einer Platte ebenso stark hinabzudrücken, wie bei momentaner Bestrahlung durch helles Licht, wobei sie nicht merklich erwärmt wird. Ferner wirken namentlich die nicht wärmenden, durch Alaunlösung filtrirten Strahlen, nicht die wärmenden.

Zu Bd. I, §. 550. Die Wirkung des Lichtes auf Selen hat nach Hesehus [3]) grosse Aehnlichkeit mit der elastischen Nachwirkung, namentlich in Bezug auf den zeitlichen Verlauf nach Aufhören der Bestrahlung. Auch summiren sich ebenso, wie die Wirkungen mehrerer Deformationen, so auch die mehrerer Bestrahlungen. So wurde ein Selenphotophon in einem einerseits geöffneten Kasten erst nahe vor einer Lampe aufgestellt, wobei der Widerstand abnahm; dann wurde der Kasten geschlossen, wobei der Widerstand wuchs. Wurde dann das Präparat weiter von der Lampe aufgestellt, so verminderte sich anfangs der Widerstand, wuchs aber nachher von selbst. Endlich beschleunigt Klopfen ebensowohl die Deformation der Körper, wie die Wirkung der Bestrahlung.

Nach Hesehus beruht die Veränderung des Selens auf einer Aenderung der Anordnung und Structur der Molecüle, also einer Art Dissociation durch das in dasselbe eindringende Licht. Er nimmt an, dass, wenn Licht auf eine Selenschicht fällt, gleichviel welches seine Intensität sei, immer die ganze zur Veränderung des Selens erforderliche Quantität von demselben aufgenommen werde. Dieselbe sei für die Volumeneinheit $q_1$. Ist dann die auf die Einheit der Oberfläche einer Schicht von der Dicke $dx$ einfallende Lichtmenge $q$, die hinaustretende $q + dq/dx.dx$, also die in ihr zurückbleibende $-dq/dx.dx$, so setzt

---

[1]) Bellati und Romanese, Atti del R. Ist. Venet. (5) 7, 1881*; Beibl. 6, p. 116*. — [2]) Shelford Bidwell, Phys. Mag. (5) 15, p. 31, 1882*; Beibl. 7, p. 398*. — [3]) Hesehus, J. d. Russ. phys.-chem. Ges. 15, p. 123, 149, 201*; Rep. d. Phys. 20, p. 490, 565, 631*; Beibl. 8, p. 859*.

sich dieselbe aus $q_1 dx$ und der in gewöhnlicher Art absorbirten zusammen. Geht durch eine Schicht von der Dicke Eins in Folge hiervon die Menge $q\alpha$, so geht durch die Schicht $dx$ die Menge

$$q\alpha^{dx} = q(1 + \log\alpha . dx + \ldots),$$

also wird absorbirt $-q\log\alpha . dx$; danach ist

$$-\frac{dq}{dx} . dx = q_1 dx - q\log\alpha\, dx,$$

woraus folgt, wenn die gesammte einfallende Menge $q = Q$ (für $x = 0$) und die Dicke der dissociirten Schicht $n$ ist,

$$Q = \frac{q_1}{\log\alpha} \cdot (1 - \alpha^{-n}).$$

Der Dicke $n$ entspricht die Veränderung der Elektricitätsleitung. Versuche bei verschiedenem Abstand der leuchtenden Flammen, einer Gasflamme, von Drummond'schem und elektrischem Licht, bestätigen im Allgemeinen den obiger Formel entsprechenden Gang der Veränderung.

Zu Bd. I, §. 555. F. Braun[1]) kommt auf seine Beobachtungen über die unipolare Leitung fester Körper und die denselben widersprechenden Angaben von H. Meyer zurück. Er zeigt, dass die l. c. mitgetheilten Einwände von Meyer nicht gerechtfertigt sind; er theilt Beobachtungen mit, welche den sehr erheblichen Einfluss nachweisen, der durch einen Inductionsstrom auf den Widerstand des Körpers gegen einen gleichzeitig fliessenden constanten Strom ausgeübt wird. — Er zeigt ferner, dass auch die Bedenken, welche der Verfasser l. c. geäussert hat, nicht zulässig sind. Eine Erwärmung der Uebergangsstellen kann die Ursache der Erscheinungen nicht sein; weder thermoelektrische Erregungen, noch auch Widerstandsänderungen in Folge von Joule'scher Wärme. Der Widerstand, welcher dem constanten Strome von geänderter Intensität entspricht, stellt sich schon in höchstens $^1/_{500}$ Secunde her; die im gesammten Stromkreise während dieser Schliessungszeit erzeugte Wärmemenge liegt dabei zwischen 0,002 und 0,0002 Milligramm-Calorien. — H. Meyer[2]) behandelt gleichfalls den Gegenstand nochmals und theilt mit, dass er an einer Reihe von Körpern (Schwefelkies, Psilomelan, Bleiglanz) ganz normales Verhalten gefunden habe, so dass in der Verschiedenheit des Materiales die Ursache der abweichenden Beobachtungen gesucht werden müsse[3]). (Braun hat übrigens schon in seiner ersten Publication gezeigt, dass man an demselben Stücke Stellen von normalem Verhalten finden könne.)

Zu Bd. I, §. 556. Die Leitungsfähigkeit von Kupfer-Quecksilberjodid nimmt zwischen 82 und 92° fast auf das Doppelte zu; sie ändert sich

---

[1]) F. Braun, Wied. Ann. **19**, p. 340, 1883*. Gef. Originalmittheilung. — [2]) H. Meyer, Wied. Ann. **19**, p. 70, 1883*. — [3]) Vergl. auch Dufet, Compt. rend. **81**, p. 629, 1875*.

am meisten zwischen 87,5 und 88,5°, wo auch die rothe Farbe am schnellsten in Schwarz übergeht. Ueber 100° nimmt der Widerstand, wahrscheinlich in Folge von Zersetzung, ab[1]).

Zu Bd. I, §. 558. Ueber den specifischen Widerstand des Glases hat Foussereau[2]) ausführliche Versuche angestellt.

Ein Reagirglas von 1 bis 2 cm Durchmesser wird mit concentrirter Schwefelsäure gefüllt und in einen mit derselben Säure gefüllten weiteren Cylinder gesenkt. Der ganze Apparat ist mit einer Glashülle umgeben. In den inneren und äusseren Raum tauchen Platindrähte, welche mit den Polen einer Säule von 1 bis 100 Volta'schen Elementen und einem Condensator verbunden sind, dessen Belegungen mit den beiden Quecksilbermassen eines Lippmann'schen Elektrometers communiciren. Man beobachtet die Zeit der Veränderung des Standes des Quecksilbers desselben, welche einer gewissen Potentialdifferenz $e$ entspricht. Ist $E$ die elektromotorische Kraft der Kette, $\varrho_1$ und $\varrho_2$ der innere und äussere Radius des Reagirglases, $h$ die Höhe der Flüssigkeit darin, $r$ der specifische Widerstand des Glases, $C$ die Summe der Capacitäten des Condensators und Elektrometers, $\vartheta$ die Zeit, so ist:

$$r = 2\pi h E \vartheta / Ce \log(\varrho_2/\varrho_1).$$

Durch Füllung des Glases auf verschiedene Höhen wird der Einfluss des Bodens eliminirt. Anfangs ladet sich das Glasrohr; erst nachher leitet es; man beginnt die Beobachtungen erst, wenn das Elektrometer eine bestimmte Ladung angenommen hat. Der Widerstand bei verschiedenen Temperaturen $t_n$ lässt sich durch die Formel $\log r = a - bt + ct^2$ ausdrücken. Bei gewöhnlichem Glase vom spec. Gewicht 2,539 ist $r$ in Millionen von Megohms pro Cubikcentimeter:

| | | | |
|---|---|---|---|
| $t =$ | 61,2° | 20° | −17° |
| $r =$ | 0,705 | 91,0 | 7970,0 |

$$a = 3,00507; \quad b = 52664 \,.\, 10^{-6}; \quad c = 373 \,.\, 10^{-8}.$$

Dieser Widerstand ist etwa der Doppelte von der eines von der Erde zum Sirius gehenden Kupferdrahtes von 1 qmm Querschnitt.

Hartes, böhmisches Glas vom spec. Gewicht 2,431 leitet etwa 10 bis 15 mal besser; für dasselbe ist:

$$a = 1,78300; \quad b = 49530 \,.\, 10^{-6}; \quad c = 711 \,.\, 10^{-7}.$$

Krystallglas vom spec. Gewicht 2,933 isolirt dagegen 1000 bis 1500 mal mehr, als gewöhnliches Glas. Die Leitung zeigt sich erst über 40°. Der Widerstand ist bei 46,2° gleich 6182, bei 105° gleich 11,6. Die Constanten sind:

$$a = 7,22370; \quad b = 88014 \,.\, 10^{-6}; \quad c = 28072 \,.\, 10^{-8}.$$

---

[1]) S. P. Thompson, Nat. 24, p. 469, 1881*; Beibl. 6, p. 33*. — [2]) Foussereau, Compt. rend. 95, p. 216, 1882*; Beibl. 7, p. 198*.

Härtung vermindert den Widerstand des Glases bedeutend. So wuchs z. B. bei einem gehärteten Kalkglase nach sechsstündigem Anlassen bei 500° der Widerstand auf das 2, 3fache, bei Krystallglas auf das 10 bis 11fache. In nicht gehärtetem Krystallglase vermindert sich dagegen der Widerstand beim Anlassen auf etwa $^9/_{10}$ des früheren. Schwächeres Anlassen von gehärtetem Krystallglas bei niederen Temperaturen erhöht seinen Widerstand weniger. Der Widerstand von frisch angelassenem Glase vermehrt sich noch allmählich mit der Zeit bis zu einem constanten Werth[1]).

Der Widerstand von Porcellanröhren beträgt für den Quadratcentimeter in Millionen Megohms bei 60° 751 und bei 180° 0,052[2]).

Gray[3]) findet, dass das schlechtest leitende Glas ein Trisilicat von Kali und Kalk mit Beimischung von Kali-, Kalk-, Natronkalktrisilicaten ist. Während bei Bleiglas die Leitungsfähigkeit mit dem specifischen Gewicht steigt, trifft dies bei Kalkgläsern nicht immer zu. Im Allgemeinen ist in chemischer Beziehung gutes Glas auch ein guter Isolator.

Zu Bd. I, §. 559. In Betreff der Leitungsfähigkeit fester Salze hat Foussereau[4]) Versuche angestellt. Die Salze wurden in eine 0,8 cm weite, 12 cm lange, horizontale Glasröhre gebracht, welche durch sehr enge Oeffnungen mit vier verticalen, ebenso weiten auf sie aufgesetzten Glasröhren communicirte. Durch die Röhren an den Enden wurde der Strom zugeleitet, die mittleren, 6 cm von einander entfernten dienten zur Verbindung mit dem Elektrometer.

Die Bestimmungen geschahen nach der Methode von Fuchs. So war der Widerstand $W$ der folgenden geschmolzenen Salze pro Cubikcentimeter in Ohms:

| | $KNO_3$ | | $NaNO_3$ | | $NH_4NO_3$ | | 1 Aeq. $KNO_3$ 1 Aeq. $NaNO_3$ | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Temp. | 329 | 355 | 300 | 356 | 154 | 186 | 219 | 355 |
| $W$ | 1,66 | 1,31 | 2,27 | 1,50 | 3,09 | 2,09 | 2,40 | 0,86 |

| | 1 Aeq. $KNO_3$ 1 Aeq. $NaNO_3$ 2 Aeq. $NH_4NO_3$ | | $KCl$ | $ZnCl_2$ | |
|---|---|---|---|---|---|
| Temp. | 140 | 180 | 359 | 258 | 310 |
| $W$ | 4,86 | 3,45 | 4,19 | 4,47 | 2,90 |

Die geschmolzenen Salze leiten also weit besser als die kalten Salzlösungen.

Beim Ausfluss aus Capillarröhren, z. B. bei einem Gemisch von 1 Aeq. $KNO_3$ und 1 Aeq. $NaNO_3$, welches bei 219° schmilzt, ergab sich die Reibung $f$ und der Widerstand $W$:

---

[1]) Foussereau, Compt. rend. **96**, p. 785, 1883*; Beibl. **7**, p. 544*. — [2]) Foussereau, Compt. rend. **97**, p. 996, 1883*; Beibl. **8**, p. 130*. — [3]) Gray, Chem. News **45**, p. 27, 1882*; Proc. Roy. Soc. **34**, p. 199, 1883*; Beibl. **6** p. 500; **7**, 302*. — [4]) Foussereau, Compt. rend. **98**, p. 1325, 1884*; Beibl. **8**, p. 828*.

| Temp. | 232 | 261 | 283 | 306 | 332 | 355 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $W$ | 2,16 | 1,69 | 1,41 | 1,25 | 1,03 | 0,86 |
| $f$ | 4,041 | 3,344 | 2,855 | 2,335 | 1,881 | 1,642 |
| $f/W$ | 1,871 | 1,979 | 2,025 | 1,868 | 1,826 | 1,905 |

Die Quotienten variiren also nicht zu sehr.

Bei Bestimmung des Widerstandes fester Salze nach der beim Schwefel angewendeten Methode (Nachtrag zu §. 535) ergab sich, dass nahe dem Schmelzpunkt ihr Widerstand mehrere 1000 mal grösser ist, als nach dem Schmelzen, und beim Sinken der Temperatur ähnlich wie beim Glase steigt. Bei Kaliumchlorat ist der Widerstand etwa der der sehr schlecht leitenden Bleigläser, bei den salpetersauren Salzen kleiner, etwa der der besser leitenden Kalkgläser. Er ist bei Kalisalpeter etwa 4 bis 15 mal kleiner als bei Natronsalpeter bei denselben Temperaturen. Beim Abkühlen des Kalisalpeters nimmt zwischen 118 und 106° der Widerstand plötzlich auf das Zwölffache zu. Salpetersaures Ammon hat einen etwa 1000000 mal kleineren Widerstand. Ein Gemenge von gleichen Aequivalenten Kali- und Natronsalpeter leitet 1500 mal besser als das erste und 6000 mal besser als das zweite Salz. Chlorzink ändert beim Erstarren seinen Widerstand viel weniger als obige Salze; es leitet etwa 1000 mal besser als Kalisalpeter.

Zu Bd. I, §. 560. W. Kohlrausch[1]) hat Chlorsilber, Bromsilber und Jodsilber in U-förmigen Röhren geschmolzen, während an beiden Enden Silberelektroden eingefügt waren, und dann allmählich abgekühlt. Dieselben zeigen, nach der Methode von F. Kohlrausch untersucht, das folgende Verhalten:

Der Leitungswiderstand von geschmolzenem Chlor- und Bromsilber steigt mit abnehmender Temperatur langsam und gleichmässig bis etwas über den Schmelzpunkt (nach W. Kohlrausch nicht unter 485° bez. 427°), dann etwas schneller und nach dem Erstarren ausserordentlich schnell. Jodsilber verhält sich ganz verschieden; bis etwas oberhalb des Schmelzpunktes nimmt zwar auch der Widerstand beim Erkalten langsam zu, dann aber unterhalb desselben noch ganz ebenso; erst bei etwa 150° biegt sich die Curve steil nach oben und der Widerstand nimmt sehr schnell zu; so dass beim Schmelzpunkt kein Sprung bemerkbar ist. Eine Beziehung des Widerstandes zur Zähigkeit ist hier direct nicht vorhanden. Bei etwa 145° dehnt sich bei der Abkühlung das Jodsilber entsprechend der dabei stattfindenden schnellen Widerstandsänderung sehr stark aus und geht aus dem amorphen in den krystallinischen Zustand über. Da sich die Silberhaloide noch im festen Zustande, selbst bei Zimmertemperatur, durch den Strom polarisiren, so leiten sie auch noch im festen Zustande elektrolytisch. Jodsilber leitet dabei am schlechtesten, besser Bromsilber, am besten Chlorsilber.

Ein Gemisch von Chlorsilber und Jodsilber besitzt bei höheren Tem-

[1]) W. Kohlrausch, Wied. Ann. **17**, p. 642, 1883*.



peraturen einen mittleren Widerstand zwischen denen der Componenten; derselbe wächst allmählich beim Erkalten; bei dem tiefer als der der Componenten liegenden Erstarrungspunkte wächst der Widerstand bedeutend, und steigt etwas unterhalb der Temperatur, wo das Jodsilber seine Structur ändert, noch einmal sehr schnell.

Zu Bd. I, §. 565. Wird Cetylalkohol bei 50,2° in einem Porcellantiegel geschmolzen und bis auf 104° erhitzt, so nimmt nach Bartoli[1]) bei der Abkühlung die Leitungsfähigkeit regelmässig ab, bis sie bei dem Erstarren plötzlich mehr als zehnmal so gross wird. Diese Zunahme dauert noch bei der weiteren Abkühlung einige Grade nach dem Erstarren, bis bei etwa 19° der Cetylalkohol seine Leitungsfähigkeit fast ganz verliert. Beim allmählichen Erhitzen tritt das umgekehrte Phänomen ein; bei 19 bis 21° erscheint plötzlich die Leitungsfähigkeit. Wahrscheinlich finden moleculare Aenderungen bei dem Erstarren statt.

Die Tabelle giebt die relativen Leitungsfähigkeiten $\lambda$ bei den Temperaturen $T$.

| | $T$ | $\lambda$ | | $T$ | $\lambda$ |
|---|---|---|---|---|---|
| Flüssig . . . . | + 104° | 2,50 | Ganz erstarrt | + 45° | 12,30 |
| " . . . . | + 89° | 2,00 | " " | + 44,5° | 20,60 |
| " . . . . | + 79° | 1,60 | " " | + 35° | 12,80 |
| " . . . . | + 60° | 1,15 | " " | + 25° | 6,70 |
| " . . . . | + 52° | 1 | " " | + 21° | 5,20 |
| An den Rändern erstarrt . . . | + 48,5° | 3,10 | " " | + 19° | 0,05 |
| | | | | 0 | 0 |
| An den Rändern erstarrt . . . | + 47° | 4,60 | | | |

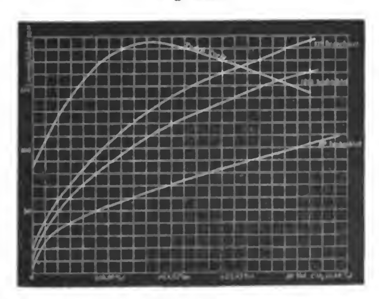
Aehnlich verhalten sich auch Gemische von Paraffin (100 g) mit einigen Cubikcentimetern Amylalkohol, von Naphtalin und Phenol. Paraffin und Naphtalin selbst leiten im festen Zustande nicht, sondern werden erst durch Zusatz des Amylalkohols und Phenols zu Leitern.

Zu Bd. I, §. 568. Pfeiffer[2]) hat die elektrische Leitungsfähigkeit des kohlensauren Wassers bei verschiedenen Drucken mittelst alternirender Ströme nach der Methode von F. Kohlrausch untersucht. Für geringere Kohlensäuregehalte wurden die Widerstandsgefässe von F. Kohlrausch, für höhere der Cailletet'sche Compressionsapparat verwendet, dessen Röhren 1,7 und 1,6 cm äusseren Durchmesser, 60 cm Länge erhielten, oben halbkugelförmig geschlossen und daselbst mit einem, mit einer Messingfassung überdeckten eingelötheten Platindrahte versehen waren, welcher eine nach unten convexe Halbkugel von Platin trug. Die Zuleitung von unten geschah durch den Apparat; auf dem

[1]) Bartoli, L'Orosi 7, Juni und August 1884*; Beibl. 8, p. 712*; Beibl. 9, p. 44*. — [2]) Pfeiffer, Wied. Ann. 23, p. 625, 1884*.

Quecksilber im Rohre schwamm eine der oberen ähnliche, nach oben convexe Platinhalbkugel mit nach unten gehendem, angeschmolzenem Platindraht. Die Glasröhre war von einem Wasserbade umgeben, welches die Temperaturen 0° und etwa 12,5° und 18° C. erhielt. Druck und Kohlensäuregehalt des Wassers wurden aus den Zahlen von v. Wroblewski [1]) ermittelt. Das Wasser war wiederholt aus einem verzinnten Kupferkessel destillirt, die Kohlensäure aus Marmor und verdünnter Salzsäure entwickelt und in einer Lösung von doppelt kohlensaurem Natron und in ganz reinem Wasser gewaschen. Die Curven, Fig. 349, stellen die Resultate dar; die Abscissen geben den Gehalt an Kohlensäure, die Ordi-

Fig. 349.



naten die Leitungsvermögen gegen das des Quecksilbers gleich $10^{10}$; die mit Temp.-Coeff. bezeichnete Curve giebt die Zunahme des Leitungsvermögens pro Grad zwischen 0 und 12,5° in Theilen des Leitungsvermögens bei 18° an. Die Lösungen der Kohlensäure leiten hiernach sehr schlecht; ihre Leitungsfähigkeit nimmt von einem gewissen Gehalte an nahe proportional demselben zu. Eine Aenderung des Leitungsvermögens des kohlensäurehaltigen Wassers durch Druck ist nicht nachzuweisen, ebensowenig ein Maximum des Leitungsvermögens der Lösung bei 0° vor dem Condensationsdruck. Die Leitungsfähigkeit des benutzten reinen Wassers war nahezu gleich 3.

Bei der kritischen Temperatur 39,3° findet kein Sprung in der Leitungsfähigkeit statt, so dass auch über derselben eine Verbindung von $H_2O$ mit $CO_2$ zu bestehen scheint.

Zu Bd. I, §. 588. Den Tabellen über die Leitungsfähigkeit der Säuren ist noch die für die Salpetersäure beizufügen. Es ist für dieselbe:

---

[1]) v. Wroblewski, Wied. Ann. 18, p. 291, 1883*.

| Lös. Proc. | 6,2 | 12,4 | (18,6) | 24,8 | 31,0 | 37,2 | (43,4) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Spec. Gew. | 1,0346 | 1,0717 | 1,1105 | 1,1525 | 1,1946 | 1,2372 | 1,2786 |
| $10^8 k_{18}$ | 2924 | 5072 | 6460 | 7185 | 7319 | 7062 | 6539 |
| $\Delta k / k_{18}$ | 0,0148 | 0,0143 | 0,0138 | 0,0138 | 0,0140 | 0,0146 | 0,0152 |

| Lös. Proc. | 49,6 | (55,8) | 62,0 |
|---|---|---|---|
| Spec. Gew. | 1,3190 | 1,3560 | 1,3871 |
| $10^8 k_{18}$ | 5935 | 5290 | 4646 |
| $\Delta k / k_{18}$ | 0,0158 | 0,0158 | 0,0158 |

Das Maximum des Leitungsvermögens tritt bei 0° für 29 Proc. $HNO_3$, bei 18° für 29,7 Proc., bei 40° für 30,2 Proc. ein, wobei die Leitungsvermögen resp. 5480, 7330, 9570·10⁻⁸ sind [1]).

Zu Bd. I, §. 595. Mittelst der Methode von F. Kohlrausch hat W. Kohlrausch [2]) die Leitungsfähigkeit sehr concentrirter, rauchender Schwefelsäure bestimmt.

Danach nimmt das Leitungsvermögen für 18° von einem Gehalte an 78,37 Proc. $SO_3$ (96 Proc. $H_2SO_4$) bis 81,43 Proc. $SO_3$ (99,75 Proc. $H_2SO_4$) schnell ab ($k_{18}\,10^8$ von 877 bis 74,6), steigt dann wieder schnell bis zu einem Maximum $k_{18}\,10^8 = 270$ bei etwa 83,3 Proc. $SO_3$, wobei schon der Gehalt von $H_2SO_4$ an $SO_3$ (81,63 Proc.) überschritten ist. Das Minimum der Leitungsfähigkeit fällt also, wie schon F. Kohlrausch gefunden, nicht genau auf das Hydrat $H_2SO_4$. Nachher fällt das Leitungsvermögen wieder ziemlich steil bis 88,7 Proc. $SO_3$ ($k_{18}\,10^8 = 43{,}2$) und dann langsamer ab, so dass bei 89,83 Proc. Gehalt (nahezu $H_2O + 2\,SO_3$, enthaltend 89,89 Proc.) der Widerstand $k_{18}\,10^8 = 17{,}65$ ist. Indess zeigt sich dabei kein Minimum, sondern ein fernerer allmählicher Abfall, so dass sich also diese Hydrate nicht durch Auftreten weiterer Minima charakterisiren. Die nahe gesättigte Schwefelsäure $H_2SO_4$ leitet mehr als 92 mal, die Säure mit 90,67 Proc. $SO_3$ etwa 1000 mal schlechter, als die best leitende verdünnte Säure ($k_{18}\,10^8 = 6914$). Bei Zusatz von Wasser und $SO_3$ vermehrt sich das sehr geringe Leitungsvermögen von $H_2SO_4$. Die auskrystallisirten Säuren leiten sehr schlecht.

Die Temperaturcoefficienten in der Formel $k_t = k_{18}\,[1 + \alpha\,(t - 18) + \beta\,(t - 18)^2]$ sind um so grösser, je kleiner das Leitungsvermögen ist, bei gleichem Leitungsvermögen sind unabhängig vom Procentgehalt die Temperaturcoefficienten fast die gleichen. Für höhere Procentgehalte ist $\alpha$ etwas grösser. In der Nähe des Hydrates $H_2SO_4$ steigt bei einem Gehalte von 80,34 bis 81,43 an $SO_3$ $\alpha$ von 0,027 auf 0,040, $\beta$ von 0,0002 bis 0,0004. Hier, wie in der Nähe der Säure $H_2S_2O_7$, steigt $\beta$ viel schneller als $\alpha$.

Zu Bd. 1, §. 601. Das mittelst der Wheatstone'schen Brücke bei momentanem Schluss des Stromes und Anwendung eines Elektro-

[1]) F. Kohlrausch und Grotrian, Pogg. Ann. **154**, p. 227, 1875*. — [2]) W. Kohlrausch, Wied. Ann. **17**, p. 69, 1882*.

meters in der Brücke (welches sogleich von der Brücke abgetrennt wurde) bestimmte Leitungsvermögen $K_t$ von Lösungen von Kaliumhydroxyd in Alkohol bei der Temperatur $t$ ergiebt sich nach Guglielmo[1]) bei verschiedener Zahl $N_{12}$ von Molecülen (bei 12°) wie in nachfolgender Tabelle, in welcher $K_0$ das Leitungsvermögen bei 0°, $K_t = K_0 (1 + \alpha t + \beta t^2)$ gesetzt ist.

| $N_{12}$ | 0,2034 | 0,5540 | 0,8317 | 1,338 | 1,445 |
|---|---|---|---|---|---|
| $K_0 10^8$ | 17,58 | 32,33 | 38,58 | 42,30 | 41,89 |
| $K_{12} 10^8$ | 22,02 | 42,07 | 51,55 | 59,18 | 59,06 |
| $\alpha$ | 0,02208 | 0,02523 | 0,0273 | 0,03145 | 0,03203 |
| $\beta$ | 0,000032 | 0,000082 | 0,000147 | 0,000256 | 0,000251 |

| $N_{12}$ | 2,032 | 2,3647 | 3,695 | 3,12 |
|---|---|---|---|---|
| $K_0 10^8$ | 38,03 | 34,66 | 21,52 | — |
| $K_{12} 10^8$ | 56,23 | 52,56 | 37,38 | 45,5 |
| $\alpha$ | 0,03589 | 0,03857 | 0,04913 | — |
| $\beta$ | 0,000384 | 0,000489 | 0,000902 | — |

Zu Bd. I, §. 601. Mittelst der Methode von F. Kohlrausch hat Grotrian[2]) die Leitungsvermögen der Lösungen einiger Cadmium- und Quecksilbersalze bestimmt. Ist $m$ die Zahl der Molecüle des Salzes in der Lösung bei 18°, $k_{18}$ ihre Leitungsfähigkeit, $\Delta k / k_{18}$ die Aenderung derselben für einen Grad bei 18°, so ergiebt sich in abgerundeten Zahlen:

$CdCl_2$:

| $m$ | 0,1 | 0,2 | 0,3 | 0,4 | 0,5 | 1 | 1,5 | 2 | 2,5 | 3 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $10^8 k_{18}$ | 47,4 | 77,0 | 102 | 124 | 143 | 206 | 244 | 266 | 276 | 279 |
| $10^4 \Delta k / k_{18}$ | 224 | 222 | 221 | 220 | 219 | 217 | 217 | 219 | 225 | 233 |

| $m$ | 3,5 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $10^8 k_{18}$ | 277 | 270 | 247 | 220 | 192 | 163 | 134 |
| $10^4 \Delta k / k_{18}$ | 239 | 246 | 262 | 280 | 301 | 325 | 351 |

$CdBr_2$:

| $m$ | 0,1 | 0,2 | 0,3 | 0,4 | 0,5 | 1 | 1,5 | 2 | 2,5 | 3 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $10^8 k_{18}$ | 40,4 | 65,4 | 86,0 | 103 | 117 | 168 | 203 | 229 | 246 | 253 |
| $10^4 \Delta k / k_{18}$ | 231 | 229 | 226 | 225 | 226 | 235 | 237 | 242 | 250 | 259 |

| $m$ | 3,5 | 4 | 4,5 |
|---|---|---|---|
| $10^8 k_{18}$ | 254 | 252 | 248 |
| $10^4 \Delta k / k_{18}$ | 267 | 274 | 281 |

$CdJ_2$:

| $m$ | 0,1 | 0,2 | 0,3 | 0,4 | 0,5 | 1 | 1,5 | 2 | 2,5 | 3 | 3,5 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $10^8 k_{18}$ | 27,8 | 43,7 | 58,8 | 72,5 | 84,9 | 142 | 188 | 225 | 253 | 273 | 286 |
| $10^4 \Delta k / k_{18}$ | 278 | 266 | 259 | 255 | 251 | 241 | 240 | 242 | 247 | 251 | 256 |

---

[1]) Guglielmo, Atti della R. Accad. di Torino 17, 16. Apr. [illegible] Beibl. 6, p. 803*. — [2]) Grotrian, Wied. Ann. 18, p. 177, 1883*.

$K_2CdJ_4$:

| $m$ | 0,1 | 0,2 | 0,3 | 0,4 | 0,5 | 1 | 1,5 | 2 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $10^8 k_{18}$ | 104 | 188 | 268 | 342 | 415 | 758 | 1070 | 1341 |
| $10^4 \Delta k/k_{18}$ | 230 | 226 | 225 | 222 | 217 | 213 | 215 | 197 |

$Cd(NO_3)_2$:

| $m$ | 0,1 | 0,2 | 0,3 | 0,4 | 0,5 | 1 | 1,5 | 2 | 2,5 | 3 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $10^8 k_{18}$ | 73,2 | 135 | 193 | 247 | 297 | 504 | 651 | 765 | 836 | 877 |
| $10^4 \Delta k/k_{18}$ | 226 | 224 | 223 | 222 | 221 | 214 | 213 | 212 | 213 | 213 |
| $m$ | 3,5 | 4 | 4,5 | 5 | 5,5 | 6 | 6,5 | | | |
| $10^8 k_{18}$ | 893 | 886 | 868 | 839 | 799 | 755 | 705 | | | |
| $10^4 \Delta k/k_{18}$ | 215 | 218 | 222 | 229 | 236 | 244 | 252 | | | |

$CdSO_4$:

| $m$ | 0,1 | 0,2 | 0,3 | 0,4 | 0,5 | 1 | 1,5 | 2 | 2,5 | 3 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $10^8 k_{18}$ | 39,9 | 67,1 | 91,4 | 114 | 135 | 221 | 284 | 331 | 368 | 394 |
| $10^4 \Delta k/k_{18}$ | 210 | 208 | 207 | 206 | 206 | 206 | 208 | 210 | 215 | 221 |
| $m$ | 3,5 | 4 | 4,5 | 5 | | | | | | |
| $10^8 k_{18}$ | 409 | 411 | 405 | 395 | | | | | | |
| $10_4 \Delta k/k_{18}$ | 228 | 236 | 244 | 253 | | | | | | |

Die Leitungsvermögen steigen also bei Chlorcadmium, salpetersaurem und schwefelsaurem Cadmium erst schnell, dann langsamer bis zu einem Maximum und nehmen darauf langsam ab. Bei Bromcadmium und Jodcadmium, namentlich bei Kaliumcadmiumjodid steigt die Leitungsfähigkeit schneller und das Maximum wird nicht erreicht. Die Temperaturcoefficienten sind um so grösser, je kleiner das Leitungsvermögen ist.

Die molecularen Leitungsvermögen der verschieden concentrirten Lösungen sind sehr verschieden; sie sind um so grösser, je schwächer die Concentration ist, was nach Grotrian wohl daran liegt, dass sich bei grösseren Concentrationen Gruppen von Molecülen vereinen, welche bei grösseren Verdünnungen zerfallen. Dahin deuten auch die Verhältnisse der Wanderungen der Ionen, wobei sich ebenfalls nach Hittorf die Ueberführungszahlen des Anions mit der Verdünnung ganz bedeutend vergrössern.

Das moleculare Leitungsvermögen von $^1/_2 K_2CdJ_4$ ist bei 26° nahe dasselbe, wie die Summe derjenigen seiner Componenten.

Die Leitungsfähigkeiten der Lösungen einiger Quecksilbersalze sind:

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $HgCl_2$: | $1000\,m$ | 17,0 | 75,4 | 392 | $HgBr_2$: | 12,4 | 23,6 |
| | $10^8 k_{18}$ | 0,41 | 1,06 | 3,91 | | 0,15 | 0,24 |
| | $10^4 \Delta k/k_{18}$ | 0,044 | 372 | 249 | | 380 | 320 |

Zu Bd. I, §. 602. Weitere Versuche über die Leitungsfähigkeit verdünnter wässeriger und alkoholischer Salzlösungen sind von Lenz[1]) an-

[1]) Lenz, Mém. de St. Petersb. [7] 30, 1882*; Beibl. 7, p. 399*.

gestellt worden. Die Lösungen befanden sich in einem U-förmigen Rohre von etwa 50 ccm Inhalt, dessen Enden durch eingeschliffene Glasstöpsel mit einer feinen Durchbohrung geschlossen waren. In dieselben waren ausserdem dicke Platindrähte eingekittet, an welchen spiralförmige, platinirte Platinplatten von etwa auf beiden Seiten zusammen 20 qcm Oberfläche als Elektroden hingen, und die mit Quecksilbernäpfen oberhalb der Stöpsel communicirten.

Die Widerstände wurden mittelst der Brückenmethode und der durch einen Sinusinductor erzeugten alternirenden Ströme bestimmt, wobei das Rohr durch einen gleichen Rheostatenwiderstand ersetzt wurde.

In den folgenden Tabellen bezeichnet $m$ die Zahl der Molecüle des Salzes in einem Liter der Lösung, $v$ die Stärke des zur Lösung verwendeten Alkohols in Volumprocenten bei 12,5°, $L$ das Leitungsvermögen, $\varrho = 4 \,.\, 10^5\, m / L$ den äquivalenten Leitungswiderstand. So ergiebt sich:

Alkoholische Lösungen:

Jodkalium $K_2 J_2$.

| | | | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $m = 1/4$ | $v =$ | 0 | 5,9 | 16,2 | 26,3 | 37,0 | 46,8 | 56,9 | 66,4 | 73,5 | |
| | $L =$ | 1151 | 1002 | 766 | 598 | 484 | 415 | 386 | 326 | 295 | |
| | $\varrho =$ | 86,9 | 99,8 | 130,5 | 167,2 | 206,6 | 236,1 | 271,4 | 306,4 | 337,4 | |
| | $v =$ | 0 | 5,5 | 10,7 | 19,2 | 29,7 | 40,4 | 49,6 | 58,8 | 69,8 | |
| | $L =$ | 1149 | 1012 | 868 | 712 | 557 | 459 | 403 | 358 | 312 | |
| | $\varrho =$ | 87,0 | 98,8 | 115,2 | 140,4 | 179,5 | 218,2 | 247,9 | 279,6 | 320,8 | |
| $m = 1/8$ | $v =$ | 0 | 5,5 | 10,7 | 19,2 | 29,7 | 40,4 | 49,6 | 58,8 | 69,8 | 79,4 |
| | $L =$ | 605 | 511 | 443 | 360 | 278 | 218 | 205 | 180 | 161 | 143 |
| | $\varrho =$ | 82,7 | 97,9 | 112,8 | 139,1 | 180,0 | 215,7 | 244,2 | 277,7 | 310,8 | 350,5 |
| $m = 1/16$ | $v =$ | 0 | 5,5 | 10,7 | 19,2 | 29,7 | 40,4 | 49,6 | 58,8 | 69,8 | 79,5 |
| | $L =$ | 313 | 273 | 232 | 187 | 141 | 118 | 104 | 93 | 84 | 77 |
| | $\varrho =$ | 79,9 | 91,6 | 107,8 | 134,0 | 176,7 | 212,2 | 239,4 | 267,8 | 297,4 | 325,4 |

Alle Versuche sind auf 18° reducirt. Der Temperaturcoefficient ergab sich für eine Lösung in Alkohol von 73,5 Proc. gleich 0,0272, von 79,5 Proc. 0,0257, von 0 Proc. (F. Kohlrausch) 0,0206.

Wässerige Lösungen:

Jodkalium, $K_2 J_2$.

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $m =$ | 16/64 | 16/64 | 12/64 | 8/64 | 4/64 | 3/64 | 2/64 |
| $L =$ | 1151 | 1149 | 888 | 605 | 313 | 241 | 162 |
| $\varrho =$ | 86,9 | 87,0 | 84,4 | 82,7 | 79,9 | 77,9 | 77,0 |

Jodnatrium, $Na_2 J_2$.

| | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $m = 1/4$ | $v =$ | 0 | 0 | 5,9 | 16,2 | 26,3 | 37,0 | 46,8 | 56,9 |
| | $L =$ | 921 | 928 | 799 | 615 | 479 | 392 | 346 | 317 |
| | $\varrho =$ | 108,6 | 107,8 | 125,1 | 162,6 | 208,6 | 254,9 | 289,4 | 315,9 |

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | $v =$ | 66,4 | 73,5 | 86,3 | 94,2 |
| | $L =$ | 284 | 265 | 227 | 186 |
| | $\varrho =$ | 349,9 | 377,0 | 441,2 | 517,2 |

Kohlensaures Kali, $K_2CO_3$.

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $m = 1/2$ | $v =$ | 0 | 5,9 | 16,2 | 26,3 | 37,0 |
| | $L =$ | 1630 | 1342 | 973 | 691 | 495 |
| | $\varrho =$ | 123,4 | 149,0 | 205,6 | 288,2 | 404,4 |

Chromsaures Kali, $K_2CrO_4$.

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $m = 1/2$ | $v =$ | 0 | 5,9 | 16,2 | 26,3 |
| | $L =$ | 1713 | 1445 | 1024 | 738 |
| | $\varrho =$ | 116,8 | 138,4 | 195,2 | 271,0 |

Pikrinsäure, $C_6H_2(OH)(NO_2)_3$.

| | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $m = 1/4$ | $v =$ | 0 | 5,5 | 10,7 | 19,2 | 29,7 | 40,4 | 49,6 | 58,8 |
| | $L =$ | 1351 | 1175 | 1034 | 852 | 675 | 516 | 416 | 349 |
| | $\varrho =$ | 74,0 | 85,1 | 96,7 | 117,4 | 148,2 | 193,7 | 239,0 | 294,7 |
| | $v =$ | 69,8 | 79,5 | 89,5 | | | | | |
| | $L =$ | 265 | 197 | 128 | | | | | |
| | $\varrho =$ | 376,7 | 507,1 | 780,8 | | | | | |

Der Temperaturcoefficient der letzten Lösung ist 0,0200, der einer wässerigen Lösung 0,0196.

Jodcadmium, $CdJ_2$.

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $m = 1/4$ | $v =$ | 0 | 5,5 | 10,7 | 19,2 | 29,7 | 40,4 | 49,6 |
| | $L =$ | 20 | 173 | 142 | 111 | 82 | 63 | 53 |
| | $\varrho =$ | 489,9 | 577,0 | 703,5 | 900,0 | 1228,7 | 1590,3 | 1893,1 |
| | $v =$ | 58,8 | 69,8 | 79,5 | 89,5 | | | |
| | $L =$ | 47 | 43 | 38 | 31 | | | |
| | $\varrho =$ | 2101,9 | 2329,5 | 2567,3 | 3231,0 | | | |
| $m = 1/2$ | $v =$ | 0 | 6,0 | 15,2 | 23,3 | 34,5 | 43,7 | 56,2 |
| | $L =$ | 333 | 281 | 213 | 174 | 130 | 109 | 90 |
| | $\varrho =$ | 599,6 | 712,8 | 941,2 | 1149,8 | 1536,2 | 1828,8 | 2210,4 |
| | $v =$ | 65,0 | 75,4 | 85,1 | 93,5 | | | |
| | $L =$ | 82 | 74 | 66 | 49 | | | |
| | $\varrho =$ | 2442,8 | 2705,8 | 3057,0 | 4010,0 | | | |
| $m = 1$ | $v =$ | 0 | 6,0 | 15,2 | 23,3 | 34,5 | 43,7 | 56,2 |
| | $L =$ | 555 | 454 | 346 | 300 | 224 | 191 | 156 |
| | $\varrho =$ | 720,8 | 881,2 | 1142,8 | 1333,6 | 1788,4 | 2098,0 | 2566,1 |
| | $v =$ | 65,0 | 75,4 | 85,1 | 93,5 | | | |
| | $L =$ | 142 | 128 | 115 | 85 | | | |
| | $\varrho =$ | 2816,0 | 3124,0 | 3485,6 | 4730,8 | | | |

Der Temperaturcoefficient der Lösung $v = 0$ ist gleich 0,0260, der Lösung $v = 69,8$ gleich 0,0286.

Bei verdünnteren Lösungen wurden in ein 17 mm weites, 55 mm hohes Glasrohr zwei parallele, etwas cylindrisch concave, platinirte Platinelektroden eingesenkt. Die Versuche damit ergaben:

| $m =$ | $^1/_4$ | $^1/_8$ | $^1/_8$ | $^1/_8$ | $^1/_8$ | $^1/_{16}$ | $^1/_{16}$ | $^1/_{16}$ | $^1/_{16}$ | $^1/_8$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $v =$ | 0 | 0 | 34,5 | 65,0 | 93,5 | 0 | 34,5 | 65,0 | 93,5 | 0 |
| $L =$ | 204 | 134 | 42 | 26 | 16 | 86 | 32 | 15 | 10 | 134 |
| $\varrho =$ | — | 374,1 | 1184,6 | 1881,4 | 3051,0 | 290,1 | 982,6 | 1663,5 | 2526,8 | 373,9 |

Pikrinsäurelösung in Aether leitet äusserst schlecht.

Bei Vergleichung der Widerstände gleich dichter, wässeriger und alkoholischer Lösungen bewährt sich die Behauptung Matteucci's nicht, nach welcher ihre Widerstände $R$ gleich sein sollten. So sind z. B. dieselben, wenn $d$ die Dichte ist:

| | Jodkalium | | | | | Jodcadmium | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | $d = 1{,}030.$ | | $d = 1{,}015.$ | | | $d = 1{,}139.$ | |
| $v =$ | 0 | 25,8 | 0 | 10,7 | 36,0 | 0 | 83,0 |
| $R =$ | 165 | 160 | 322 | 225 | 202 | 299 | 937 |

Für Lösungen von Jodkalium und Jodnatrium, welche $^1/_4$ Molecül Salz enthalten, ist bis zu 70 proc. Alkohol:

$$R = 100\,(1 + bv),$$

wo für $K_2J_2$ $b = 0{,}03663$, für $Na_2J_2$ $b = 0{,}03434$ ist. Ueber 70 Proc. steigt die Curve für $K_2J_2$ schneller. Auch für Pikrinsäure fällt die Curve bis 35 Proc. mit den Curven für reine Salze zusammen, steigt dann aber sehr viel schneller. Bei chromsaurem und kohlensaurem Kali ist der Verlauf der Curve der gleiche; sie steigt bis 35 Proc. sanft an. Die Curve für Jodcadmium steigt ebenso bis etwa 40 Proc. sanft an, biegt sich dann etwas der Abscissenaxe zu bis etwa 65 Proc. und steigt wiederum stark an.

Ferner ist der Einfluss des Alkoholgehaltes auf den Widerstand von Jodkaliumlösung von dem Salzgehalte derselben fast unabhängig. Ist der Widerstand der wässerigen Lösungen je gleich 100 gesetzt, so ist der der Lösungen von gleichem Alkoholgehalte gleich.

Bis zu einem Gehalte von $^1/_4$ Molecül, von 8,3 Proc., wachsen die Widerstände dem Alkoholgehalte der Lösungen proportional. Bei Jodcadmium fallen die Curven für verschiedene Alkoholgehalte nicht zusammen. Mit wachsendem Salzgehalte steigt der Widerstand immer stärker an.

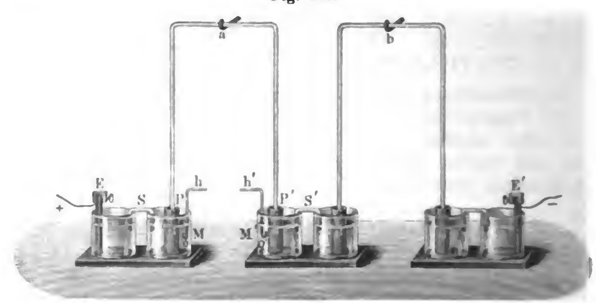
Ausgedehnte Untersuchungen über die Leitungsfähigkeit sehr verdünnter Salzlösungen sind von Bouty [1]) ausgeführt worden. Die Versuche wurden nach der Methode von Fuchs unter Anwendung eines Lippmann'schen Elektrometers angestellt. Sechs Gläser 1 bis 6, Fig. 350,

---

[1]) Bouty, Ann. de Chim. et de Phys. [6] 3, p. 433*; siehe auch Compt. rend. 98, p. 140 u. 362, 1884*.

sind durch Heber verbunden, 1 und 2, 3 und 4, 5 und 6 durch weite und kurze, $S$, 2 und 3, 4 und 5 durch je 1 m lange capillare Heber $a$ und $b$. Die Gläser 1 und 6 enthalten amalgamirte Zinkelektroden $E$

Fig. 350.




und $E'$. Alle Gläser und kurzen Heber sind mit der gleichen Zinkvitriollösung gefüllt, mit Ausnahme der Heber ($a$) und ($b$), welche ebenso, wie die ihre Enden enthaltenden Thoncylinder, mit zwei Lösungen $A$ und $B$ gefüllt sind. Alles ist sorgfältig durch Ebonitplatten isolirt. Durch die Elektroden $E$ und $E'$ wird ein Strom geleitet. Neben den Thoncylindern sind in die Gläser 2 und 3 oder auch in die Gläser 4 und 5 besondere secundäre Elektroden $M$ und $M'$ eingesetzt, in deren Schliessungskreis ein Lippmann'sches Elektrometer und eine veränderliche elektromotorische Kraft eingefügt werden.

Fig. 351.




Die secundären Elektroden, Fig. 351, sind aus einer mit der Zinkvitriollösung gefüllten, dreifach tubulirten Woulf'schen Flasche gebildet, in welche in den einen Tubulus wiederum eine amalgamirte Zinkplatte $I$ eingesetzt ist. In den zweiten ist ein nach unten gebogenes Gasentwickelungsrohr $h$ eingefügt, welches auch mit der Zinkvitriollösung gefüllt ist, in den dritten ein verticaler verschiebbarer Glasstab $T$, um die genaue Erfüllung des ganzen Apparates zu ermöglichen. Die Grösse der Zinkfläche verhindert jede Polarisation.

Zur Herstellung der veränderlichen elektromotorischen Kraft wird eine Säule von zwei Daniell'schen Elementen durch einen besonderen

Rheostaten in sich geschlossen. Er besteht aus zwei Kästen von je 10 000 Ohm Widerstand. Von den Enden eines Kastens wird die Leitung zu der Elektrometerschliessung vermittelt. Durch Einstellung des Rheostaten wird der Strom in derselben auf Null gebracht.

Indem nach einander der secundäre Kreis an die Enden des Hebers (*a*) und des Hebers (*b*) gebracht wird, können die Potentialdifferenzen, d. h. die Widerstände der Flüssigkeiten in ihnen mit einander verglichen werden.

Da der Widerstand des Hauptkreises meist grösser als 100 000 Ohm ist, ist die Erwärmung durch den Strom von 1 Daniell ganz unmerklich.

Aus diesen Versuchen ergiebt sich, dass bei allen neutralen Salzen bei sehr starken Verdünnungen bis auf $^1/_{4000}$, wenn $c$ die Leitungsfähigkeit, $p$ das in der Gewichtseinheit der Lösung enthaltene Salz, $e$ das Moleculargewicht ist, $c = kp/e$ ist, und $k$ für alle Salze den gleichen Werth hat, also wenn $p = e$, auch $k$, das moleculare Leitungsvermögen für alle neutralen Salze, das gleiche ist.

Um eine Vorstellung zu geben, wie weit die Beobachtungen mit dem Gesetz übereinstimmen, stellen wir nur einige bei $^1/_{4000}$ Concentration beobachtete Widerstände $r$ mit dem Verhältniss $\varrho$ der Aequivalentgewichte zusammen:

| | KCl[1] | $NH_4ONO_5$ | $KOSO_3$ | $AgOSO_3$ | $PbONO_5$ | $AgONO_5$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $r$ | 1000 | 1133 | 1182 | 1981 | 2212 | 2149 |
| $\varrho$ | 1000 | 1074 | 1169 | 2094 | 2221 | 2281 |

| | CaCl | KFl | MnCl + 4aq | MgCl + 6aq | BaCl + 2aq |
|---|---|---|---|---|---|
| $r$ | 0,880 | 0,942 | 1,567 | 1,402 | 1,558 |
| $\varrho$ | 0,745 | 0,778 | 1,329 | 1,362 | 1,638 |

| | $MgONO_5 + 6aq$ | $NaOCO_2 + 10aq$ | $CuONO_5 + 6aq$ |
|---|---|---|---|
| $r$ | 1,998 | 2,324 | 2,251 |
| $\varrho$ | 1,718 | 1,919 | 1,983 |

| | $ZnONO_5 + 6aq$ | $CdONO_5 + 4aq$ | $BaOS_2O_5 + 4aq$ | $(UO_2)ONO_5 + 5aq$ |
|---|---|---|---|---|
| $r$ | 2,345 ($^1/_{2000}$) | 2,559 ($^1/_{2000}$) | 2,477 ($^1/_{2000}$) | 3,636 |
| $\varrho$ | 2,000 | 2,081 | 2,483 | 3,262 |

Die Abweichungen sind also nicht unbeträchtlich.

Die Hydrate der Säuren und Basen, die sauren Salze und mehrbasischen Säuren verhalten sich anders.

Bei den schwefelsauren Salzen zeigen sich grössere Abweichungen. So ist z. B. für

| | $MgOSO_3 + 7aq$ | $CuOSO_3 + 5aq$ | $FeOSO_3 + 7aq$ |
|---|---|---|---|
| $r$ | 2,063 | 2,194 | 2,500 |
| $\varrho$ | 1,651 | 1,674 | 1,866 |

---

[1]) Die Formeln nach dem Original.

| | $NiOSO_3 + 7aq$ | $CoOSO_3 + 7aq$ | $ZnOSO_3 + 7aq$ |
|---|---|---|---|
| $r$ | 2,492 | 2,447 | 3,358 |
| $\varrho$ | 1,881 | 1,886 | 1,932 |

Die Ueberführungszahlen der Ionen sind nach Hittorf für die obigen wasserfreien Salze nahe gleich 0,5 und ändern sich wenig mit der Verdünnung; bei den wasserhaltigen nehmen sie damit bedeutend ab, nähern sich aber auch dem Werthe 0,5; die Vorgänge bei ihrer Elektrolyse sind anomal, ganz wie es die oben erwähnten Abweichungen der Widerstände zeigen.

Bei einigen Salzen, z. B. Natronsalpeter, steigen die Ueberführungszahlen mit den Verdünnungen und entfernen sich von dem Werthe 0,5; entsprechend ist der specifische Widerstand, welcher sich kaum mit der Concentration ändert, grösser als der theoretische Werth. So ist z. B. bei der Verdünnung $^1/_{4000}$:

| | LiCl | NaCl | $CaOSO_3$ | $NaONO_5$ | $NaOClO_5$ | $BaONO_5$ | CaJ | $BaOClO_5$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $r$ | 0,824 | 1,079 | 1,348 | 1,435 | 1,900 | 2,486 | 2,567* | 2,559 |
| $\varrho$ | 0,570 | 0,785 | 0,913 | 1,141 | 1,429 | 1,758 | 1,973 | 2,161 |

| | $LiOSO_3 + aq$ | $CaONO_5 + 4aq$ | $SrCl + 6aq$ | $NaJ + 2aq$ |
|---|---|---|---|---|
| $r$ | 1,165 | 2,075* | 2,084* | 2,887 |
| $\varrho$ | 0,859 | 1,584 | 1,789 | 2,255 |

Die mit einem Asterisk versehenen Werthe sind bei der Verdünnung $^1/_{1000}$ beobachtet.

Nach diesen Resultaten müssten die einzelnen Ionen gleiche Leitungsfähigkeit besitzen, während F. Kohlrausch ihnen verschiedene zuertheilt. Die Abweichungen können nach Bouty in einer nicht vollständigen Beseitigung der Polarisation bei der Methode von F. Kohlrausch und auch darin liegen, dass letzterer nicht hinlänglich grosse Verdünnungen angewendet hat. Auch lässt sich zeigen, dass das anomale Verhalten einzelner Salze nicht durch die Natur ihrer Ionen bedingt ist, da sie sich in anderen Salzen normal verhalten können.

Auch für die zusammengesetzten Salze, $PtCl_2 + 5aq$, $Au_2Cl_3$, $Fe_2O_3\,3SO_3$, welche sich für die Elektrolyse als Salze mit je einem Aequivalent an elektronegativem Radical verhalten, gilt die Berechnung von Bouty.

Die Doppelsalze und sauren Salze, ebenso chlorochromsaures Kali, Zinnchlorür und Zinnchlorid, Eisenchlorid sind meist zersetzt, so dass sie dem Gesetz nur annähernd folgen.

Saures chromsaures Kali, Ferrocyankalium, Rhodankalium, Magnesiumplatincyanür sind entsprechend ihren Elektrolysen normal; äthylsulfonsaures Kali, Cyansilberkalium, Natriumplatinchlorid anomal. Auch hierbei geht die Abweichung der Ueberführungszahlen von 0,5 parallel mit den Abweichungen der Widerstände von der Gleichheit.

Die verschiedenen neutralen (dreibasischen) Phosphate verhalten sich, wenn man sie als bestehend aus einem Aequivalent Metall und einem Aequivalent des damit verbundenen negativen Radicals ansieht, normal. Die sauren Phosphate zeigen zu grosse Widerstände; nach Bouty vielleicht in Folge der Trennung des mit dem sauren Radical verbundenen Wassers an der Anode.

Die doppeltkohlensauren Salze sind theilweise oder ganz zersetzt; die Quecksilbersalze, das Chlorid, Bromid, Jodid sind Nichtleiter, dagegen leitet Quecksilberchlorid - Chlorammonium normal. Brechweinstein ist normal, Roseocobaltchlorür verhält sich normal, wenn man darin ein Aequivalent Chlor annimmt.

Die Widerstände des essigsauren Natrons, des chlorwasserstoffsauren Morphins und Strychnins sind grösser, als der Berechnung entspricht.

Normal sind ferner chlorwasserstoffsaures Methylamin, neutrales bernsteinsaures Ammon, ameisensaures Kali, neutrales oxalsaures und doppeltweinsaures Kali; anomal, mit grösserer Leitungsfähigkeit als die berechnete, ameisensaures Ammon, essigsaures Zink und Kupfer, neutrales citronensaures Natron und Ammon, benzoësaures und salicylsaures Ammon.

Aethylalkohol, Glycerin, Erythrit, Phenol, Aethylaldehyd, Aceton, Aether, Dichlorhydrin, Glycose, Zucker, Acetamid, Harnstoff, Albumin leiten schlecht.

Von den Säuren und Basen leiten die Lösungen derjenigen nicht, welche sich mit Wasser nicht verbinden, die mit Wasser verbundenen verhalten sich wie die Salze.

So ändert glasige arsenige Säure ($^1/_{1000}$) die Leitungsfähigkeit des destillirten Wassers nicht; schweflichte Säure liefert mit Wasser instabile Verbindungen; die Leitungsfähigkeit ihrer bei $20^0$ hergestellten concentrirten, schwefelsäurefreien Lösung leitet normal. Die Abnahme der Leitungsfähigkeit mit der Temperatur ist fünfmal kleiner als für Normalsalze, indem die Vergrösserung des Widerstandes in Folge der Temperaturerniedrigung durch die Bildung von mehr leitendem Hydrat bei derselben theilweise compensirt wird.

Bei Schwefelsäure erhält man bei zunehmender Verdünnung ein Maximum. So vermehrt sich bei jeder Verdünnung auf das Doppelte der Widerstand im Verhältniss von 1 : $\lambda$ wie folgt:

| Concentration: | $^1/_{30}$ | $^1/_{60}$ | $^1/_{120}$ | $^1/_{240}$ | $^1/_{480}$ | $^1/_{960}$ | $^1/_{1920}$ | $^1/_{3840}$ | $^1/_{7680}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\lambda$ | 1,917 | 1,894 | 1,867 | 1,856 | 1,849 | 1,854 | 1,881 | 1,942 | 2,002. |

$\lambda$ hat also ein Minimum bei der Verdünnung $^1/_{300}$, womit auch im Allgemeinen die Wanderungsverhältnisse der Säure übereinstimmen. Die elektrolysirte Säure dürfte ein Hydrat $S_2O_6 + 6HO$ sein.

Aehnlich verhält sich Chlorwasserstoffsäure, welche etwa die Verbindung $HCl + 2HO$ wäre; Salpetersäure, welche $NO_5 + 3HO$ wäre.

Borsäure leitet äusserst schlecht.

Essigsäure, Benzoësäure, Salicylsäure, Bernsteinsäure, Aepfelsäure, Weinsäure, Citronensäure leiten bei grosser Concentration schlecht; ihre Leitungsfähigkeit ändert sich mit der Verdünnung enorm, vielleicht auch durch partielle Verbindung mit Wasser.

Bei folgenden Basen ist das Verhältniss $r/\varrho$:

| Lithion | Kalk | Natron | Kali | Baryt | Thalliumoxydul |
|---|---|---|---|---|---|
| 0,641 | 0,702 | 0,650 | 0,591 | 0,598 | 1,000 |

Die Werthe sind also verschiedene; das bei der Elektrolyse zu betrachtende Hydrat ist nur bei Thallium $TlO + HO$, bei den anderen wohl wasserhaltiger.

Bei anderen Versuchen von Bouty[1]) wurde die Aenderung der Leitungsfähigkeit der sehr verdünnten Salzlösungen zwischen 2° und 44° untersucht. Die Versuche wurden wie die oben beschriebenen ausgeführt, nur waren die Capillarröhren durch U-förmige Capillarröhren mit erweiterten Enden ersetzt. In die Erweiterungen setzten sich weitere Heber ein, welche andererseits in Thoncylinder endeten, die mit der gleichen Lösung, wie das Capillarrohr, umgeben waren. Die Thoncylinder standen in weiteren Gläsern, und in erstere wurden die Ableitungen zum Elektrometer eingesenkt.

Danach ändert sich die Leitungsfähigkeit bei vielen Salzen im gleichen Verhältniss proportional der Temperaturerhöhung und wird durch die Formel (bei der Concentration $^1/_{200}$ bis $^1/_{4000}$):

$$c_t = c\,.\,(1 + \alpha t)$$

dargestellt, wo $\alpha$ für die untersuchten Salze ($KCl$, $NH_4Cl$, $KSO_4$, $KCrO_4$, $KNO_3$, $PbNO_5$, $AgNO_5$, $CuSO_4 + 5aq$) nur von 0,0332 bis 0,033[illegible] schwankt.

Hiernach würde die elektrische Leitungsfähigkeit einer Salzlösung und die innere Reibung des Wassers sich in ganz gleichem Verhältniss mit der Temperatur ändern, da nach Poiseuille die Quantität des bei derselben Temperatur durch eine Capillarröhre fliessenden Wassers durch die Formel: $W_t = W_0\,(1 + 0{,}0036793\,t + 0{,}000209936\,t^2)$ ausgedrückt wird. Nimmt man an, dass die elektrolytischen Molecüle beim Wandern eine kleine Menge Wasser mit sich führen, so würde dabei wesentlich die Reibung des Wassers in Betracht kommen und sich so das Gesetz begründen. Nach demselben müsste in sehr verdünnten Lösungen die Zahl der durch ein Salzmolecül mitgeführten Wassermolecüle für die verschiedenen neutralen Salze die gleiche sein.

Bei einzelnen anomalen Salzen ist die Aenderung der Leitungsfähigkeit bei Verdünnungen von $^1/_{200}$ nahe die gleiche, so z. B. ist $\alpha$ bei $NaCl$ gleich 0,0346, bei $NaONO_5$ und $NaI$ gleich 0,0345. Bei höheren Temperaturen ist ein quadratisches Glied beizufügen, wonach zwischen 0 und

---

[1]) Bouty, Compt. rend. 98, p. 362, 1884*.

50° im Mittel $\alpha = 0{,}036955$ wird. Die Anomalie vermindert sich aber mit der Temperatur. Bei den Säuren ist $\alpha$ (Concentration $^1/_{200}$ bis $^1/_{1000}$):

| | HCl | $NO_5HO$ | $ClO_5HO$ | $CrO_3$ | Oxalsäure | Pikrinsäure |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 0 — 20° | 0,0240 | 0,0231 | 0,0224 | 0,0214 | 0,0224 | — |
| 0 — 50° | 0,0229 | 0,0232 | 0,0208 | 0,0208 | 0,0211 | 0,0202 |

| | Benzoësäure | Citronensäure | Weinsäure |
|---|---|---|---|
| 0 — 20° | 0,0306 | 0,0309 | 0,0297 |
| 0 — 50° | 0,0277 | 0,0300 | 0,0286 |

Mit wachsender Temperatur nimmt also $\alpha$, ausser bei der Salpetersäure, etwas ab. Bei den Basen ist $\alpha$:

| | Kali | Natron | Baryt | Kalk |
|---|---|---|---|---|
| 0 — 20° | 0,0274 | 0,0290 | 0,0302 | 0,0304 |
| 0 — 50° | 0,0274 | 0,0285 | 0,0290 | 0,0271 |

Zu Bd. I, §. 612. v. Beetz[1]) verwendet als Normalelemente U-förmige Röhren von 4 mm Durchmesser und 22 cm Schenkellänge, deren Schenkel mit einem Brei von feinem, mit concentrirter Zinkvitriollösung und mit concentrirter Kupfervitriollösung angerührten Alabastergyps gefüllt sind, senkt in dieselben vor dem Erstarren einen Zinkdraht und einen Kupferdraht und übergiesst die Massen nach dem Reinigen der oberen Theile des Rohres mit Paraffin.

Zur Herstellung von trockenen Säulen an Stelle der wenig constanten Zamboni'schen Säulen, namentlich für elektrometrische Zwecke, benutzt v. Beetz statt der U-förmigen Röhren gerade Röhren von 8 cm Länge und 5 mm Durchmesser, deren abwechselnde Elektroden er in der Art wie in Fig. 352 verbindet.

Fig. 352.

Bei späteren Constructionen werden die Zinkdrähte an den Spitzen amalgamirt, sonst mit Schellack überzogen, die concentrirten Lösungen mit $^1/_3$ Wasser versetzt.

Die elektromotorische Kraft der U-förmigen Elemente ist nach Elektrometermessungen an drei Elementen gleich 0,996 bis 0,998 (Maximaldifferenz in drei Tagen 1,000 bis 0,993), wenn die des Elementes mit den entsprechenden Flüssigkeiten 1 ist. Bei der Temperaturänderung von 1 bis 20° ändert sich die elektromotorische Kraft pro Grad nur um 0,015 Proc. Der Coefficient steigt mit der Temperatur; er ist zwischen 20 und 39° etwa 0,053, zwischen 32 und 55° 0,061. Beim Schluss der Elemente in sich sinkt auch, selbst nach 39 Stunden, die

[1]) v. Beetz, Wied. Ann. 22, p. 402, 1884*.

elektromotorische Kraft um etwa von 1,000 bis 0,987 und wird nach 5 Minuten langem Oeffnen wieder 0,994; nach einer Viertelstunde wieder 1.

Die Elemente von Latimer Clark, ebenfalls aus einem U-förmigen Rohre dargestellt, in welchem der Brei von Quecksilbersulfat mit der Wasserluftpumpe ausgekocht wurde, und in dessen beide, nachher mit Paraffin übergossene Schenkel der Zink- und Quecksilberpol hineinragten, änderten in 48 Stunden beim Schluss in sich die Kraft von 1,440 bis 1,408 Volts, indess ist die Abnahme der elektromotorischen Kraft beim Erwärmen nach von Helmholtz und Kittler grösser als beim Daniellelement, nämlich 0,08 pro Grad.

Zu Bd. I, §. 627. Auf Zeile 2 von unten ist statt $E_2 = Jr$ zu lesen $E_2$ proportional $Jr$, da $r$ unverändert bleibt. Nach Fuchs kann man die Tangentenbussole auch in den Zweig $B Z_1 K_1 C$ einfügen.

Zu Bd. I, §. 640. Rubidium ist in angesäuertem Wasser gegen Kalium elektropositiv [1]).

Zu Bd. I, hinter §. 640. Elemente, bestehend aus einer reinen und einer verkupferten, resp. versilberten Platinelektrode, welche in die mit Kupfervitriol- oder salpetersaurer Silberlösung gefüllte Röhre des Cailletet'schen Apparates eingeführt sind, erfahren, wie an einem Capillarelektrometer nachgewiesen wird, bei 100 Atm. Druck eine Zunahme der elektromotorischen Kraft von bezw. 1) $^1/_{1000}$ und 2) $^1/_{2000}$ Volt. Bei Ersatz der Lösungen durch Wasser zeigt sich keine Wirkung [2]).

Zu Bd. I, §. 643. Aehnliche Resultate über die sogenannten Amalgamationsströme hat später Haga [3]) erhalten, wobei auch quantitativ nachgewiesen wird, dass diese Ströme thermoelektrischen Ursprungs sind.

Zu Bd. I, hinter §. 650. Mittelst des Quadrantelektrometers hat Kittler [4]) beobachtet, dass die elektromotorische Kraft der Kette amalgamirtes Zink, Schwefelsäure, Kupfer von dem specifischen Gewicht der Säuren 1,266 bis 1,133 erst schnell, dann langsam von 0,906 bis zum Maximalwerth 0,933 D. steigt und dann abnimmt, bis sie bei äusserster Verdünnung noch 0,854 D. ist, wo D die Kraft des Normaldaniellelementes (Bd. IV, §. 1366) ist. Je nach der Kupfersorte kann die Kraft etwas verschieden sein.

Zu Bd. I, §. 652. Die elektromotorische Kraft von Retortenkohle gegen Gold oder Platin in Kali- oder Natronlauge ist gleich 0,06 bis 0,17 D., die von Ceylongraphit etwas niedriger; in Lösungen von kohlensaurem Kali oder Natron ist sie 0,10 bis 0,17 D., in unterchlorichtsaurem Natron, welches die Retortenkohle direct nicht angreift, sondern nur in der geschlossenen Kette, zwischen 14 bis 100° C. 0,18 bis 0,27 D., bei

---

[1]) Bunsen, Liebig's Ann. 125, p. 368, 1863*. — [2]) Bichat und Blondlot J. de Phys. [2] 2, p. 503, 1883*; Beibl. 8, p. 314*. — [3]) Haga, Wied. Ann. 17 p. 897, 1882*. — [4]) Kittler, Münchener Sitzungsber. 1882, p. 504*; Wied. Ann. 17, p. 895, 1882*.

der Rückkehr auf 14° wieder 0,18 D. (ebenso bei Ceylongraphit); in Chlorkalklösung 0,10 bis 0,20 D. Die anderen Kohlen leiten schlecht und werden von den unterchlorichtsauren Salzen angegriffen. Mit Ceylongraphit ($^1/_2$) gemischt und mit Asphalt zu Cylindern geformt, haben sie in Lösungen von unterchlorichtsaurem Kali oder Natron gegen Gold oder Platin die elektromotorische Kraft 0,1 bis 0,2 D. [1]).

Zu Bd. I, §. 653. Nach Riecke [2]) liefert eine trockene Säule von 1960 Plattenpaaren und eine zweite von 980 Plattenpaaren von je 21,5 mm Durchmesser bei directem Schluss, bei Schliessung durch eine Alkoholsäule von 0,86 m Länge und 42 qmm Querschnitt, sowie durch eine Terpentinölsäule von 0,87 m Länge und 100 qmm Querschnitt an einem Galvanometer Ströme, deren Intensität in mechanischem Maasse ist:

| | Schluss | Alkohol | Terpentinöl |
|---|---|---|---|
| I. | 9180 | 8250 | 1610 |
| II. | 5570 | 5200 | 660 |

Zu Bd. I, hinter §. 657. Um die Potentialdifferenz zwischen zwei einander berührenden Flüssigkeiten zu messen, wenden Bichat und Blondlot [3]) folgendes Verfahren an:

Zwei Gläser I und II enthalten dieselbe Flüssigkeit $F_1$ und Platinelektroden, welche mit den abwechselnden Quadranten eines Mascart'schen Elektrometers verbunden sind. Sie communiciren durch einen Heber mit der gleichen Flüssigkeit; der kleine Ausschlag des Elektrometers wird als Nullstellung angesehen. Jetzt wird der Heber entfernt und mit dem einen Glase I ein drittes (III) mit einer anderen Flüssigkeit $F_2$ gefülltes durch einen Heber verbunden. Sind die Luftschichten über den Gläsern II und III auf gleichem Potential, so entspricht der Ausschlag des Elektrometers der elektromotorischen Kraft zwischen $F_1$ und $F_2$. Fügt man zwischen Glas I und die damit verbundenen Quadranten eine von zwei Stellen der Schliessung einer Säule abgeleitete Potentialdifferenz $E$ ein, so kann man die Elektrometernadel auf Null zurückführen und so die elektromotrische Kraft $F_1 | F_2$ mit $E$ vergleichen.

Um die Luft über den Gläsern I und III auf gleichem Potential zu erhalten, wird ein Tropfapparat von W. Thomson verwendet. Auf eine oben zu einer 0,01 m weiten Oeffnung zusammengezogene, 0,04 m weite und 0,4 m lange verticale Glasröhre ist oberhalb mittelst eines ringförmigen Korkes ein Glascylinder gesteckt, in welchen aus einem Behälter $B_1$ die eine Flüssigkeit $F_1$ fliesst, welche sich durch das Rohr entleert und seine Wände bedeckt. Ausserdem strömt aus einer zweiten, auf einem Mascart'schen Stativ wohl isolirten Glasflasche $B_2$ durch ein verticales Glasrohr $G$ die zweite Flüssigkeit $F_2$ in einem feinen Strahl in

---

[1]) Bartoli und Papasogli, N. Cim. [3] **12**, p. 141, 1882*; Gazz. chim. Ital. **14**, p. 85, 1884*; Beibl. **7**, p. 120; **8**, p. 653*. — [2]) Riecke, Wied. Ann. **20**, p. 512, 1883*. — [3]) Bichat und Blondlot, Compt. rend. **97**, p. 1202*; J. de Phys. [2] **2**, p. 533, 1883*; Beibl. **8**, p. 228*.

die Mitte der oberen Oeffnung des verticalen Rohres, durch welches sie erst in einem etwa 4 bis 5 cm langen continuirlichen Strahl, dann in Tropfen herabfällt. Auf diese Weise erhält die über der Flüssigkeit $F_2$ im Behälter $B_2$ stehende Luft schnell das Potential der über $F_1$ befindlichen. Ein Schirm schützt den ganzen Apparat. Die Stelle, wo der Strahl von $F_2$ in Tropfen zerfällt, ebenso die Geschwindigkeit seines Ausflusses ist ohne Einfluss, desgleichen die Vertauschung der beiden Flüssigkeiten $F_1$ und $F_2$.

Sind die Flüssigkeiten $F_1$ und $F_2$ bessere Leiter und identisch, so haben sie keine elektromotorische Kraft gegen einander. Wasser zeigt dies nicht ganz genau, da es sich beim Durchströmen durch das Rohr $G$ ein wenig ladet.

Anwendung von benetztem Papier ändert die Resultate.

Hat man die Potentialdifferenz zwischen einer Flüssigkeit $F_1$ und verschiedenen anderen $F_2, F_3$ gemessen, so kann man die Differenz zwischen letzteren bestimmen, indem man sie in durch einen Heber verbundenen Gläsern zwischen Gläser mit der Flüssigkeit $F_1$ schaltet und letztere, oder besser weitere, mit diesen Gläsern verbundene und ebenfalls mit $F_1$ gefüllte Gläser mittelst Platinelektroden mit dem Elektrometer verbindet. Ist die beobachtete Potentialdifferenz $S$, so ist $F_2 \mid F_3 = S - F_1 \mid F_2 - F_3 \mid F_1$.

Auf diese Weise ergab sich in Volts die elektromotorische Kraft, wenn $N$ eine Lösung von schwefelsaurem Natron bezeichnet, welche $^1/_3$ ihres Gewichtes des Salzes enthält:

| | |
|---|---|
| Schwefelsäure ($^1/_{10}$ Vol.) \| $N$ . . . . . . . . . . | — 0,146 |
| Gewöhnliche Salpetersäure \| $N$ . . . . . . . . . | — 0,677 |
| „ „ \| Schwefelsäure ($^1/_{10}$ Vol.) | — 0,544 |
| Gewöhnliche reine Salzsäure \| $N$ . . . . . . . . | — 0,575 |
| Kalilauge, 100 g Kali in 500 g Wasser \| $N$ . . . | + 0,052 |
| „ 300 g „ „ 500 g „ \| $N$ . . . | + 0,154 |

Die Säuren und Alkalien verhalten sich also entgegengesetzt. Die elektromotorische Kraft zwischen der Salzsäure und Glaubersalzlösung nimmt allmählich, wohl in Folge der Diffusion der sauren Dämpfe, ab. Lösungen von Zinkvitriol ($^1/_3$) und Kupfersulfat (concentrirt) und unterschwefligsaurem Natron, auch Glaubersalzlösung mit $^2/_{10000}$ Chromsäure geben mit der Glaubersalzlösung $N$ keine merkliche Potentialdifferenz, ebensowenig die Zink- und Kupfervitriollösung unter einander. Verdünnte Glaubersalzlösung (100 g Salz und 150 g Wasser) hat gegen die oben erwähnte Lösung $N$ eine Potentialdifferenz — 0,013.

Zu Bd. I, §. 670. Alder Wright und C. Thompson[1]) haben eine Reihe von Versuchen über die Aenderung der elektromotorischen Kraft der aus zwei gleichen Elektroden in verschieden concentrirten

[1]) Alder Wright und C. Thompson, Phil. Mag. [5] 17, p. 282, 377 1884*; Beibl. 8, p. 830*.

Lösungen desselben Salzes zusammengesetzten Ketten mittelst eines empfindlichen Galvanometers angestellt.

Die Potentialdifferenz zwischen zwei, z. B. in Zinkvitriollösung von verschiedener Concentration eingesenkten Zinkplatten, während die Lösungen sich direct mischten, war sehr wenig verschieden von der Potentialdifferenz, wenn beide Lösungen nicht direct, sondern durch Kupferlösungen von gleicher Stärke verbunden waren. Ferner ergaben sich folgende Resultate:

1) In jeder Zelle mit zwei Flüssigkeiten und zwei Metallen, welche den in ihnen enthaltenen Salzen entsprechen, steigert eine Vermehrung der Concentration der Lösung, welche die sich positiv ladende (elektronegative) Platte (Kupfer in der Daniell'schen Kette) umgiebt, die elektromotorische Kraft, und vermindert sie die Vermehrung der Concentration der Lösung um die elektropositive Platte.

2) Die Wirkung einer Reihe von Concentrationsänderungen einer der Lösungen in der Kette ist gleich der Summe der Wirkungen jeder einzelnen Aenderung.

3) Diese Aenderungen sind unabhängig von der Concentration und der Natur der unveränderten Lösung und des darin enthaltenen Metalles.

4) Sie variiren aber wesentlich mit der Natur der Oberfläche der in die sich ändernde Lösung eingesenkten Platte. Bei Kupfer, Zink, Cadmium ergeben sich cet. par. die grössten Aenderungen bei oberflächlich mit flüssigem Amalgam bedeckten Platten. Frisch galvanoplastisch überzogene Platten geben kleinere Werthe, frisch polirte Platten aus gegossenem Metall noch kleinere.

5) Die gleichen Concentrationsänderungen beider Flüssigkeiten in den Ketten wirken verschieden stark, bei der Flüssigkeit an der elektronegativen Platte stärker (amalg. Kupfer — elektrolyt. Zink in den Sulfatlösungen), oder umgekehrt (amalg. Zink — amalg. Cadmium in den Chloridlösungen), oder gleich (amalg. Zink — amalg. Kupfer in ihren Sulfaten). In Folge dessen ist die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette bei Lösungen von gleichem Moleculargehalt an Salz von der Concentration unabhängig. — Sie ist der Reihe nach grösser bei amalgamirtem Zink und amalgamirtem Kupfer, elektrolytischem Zink und elektrolytischem Kupfer, elektrolytischem Zink und amalgamirtem Kupfer.

6) Die Aenderungen der elektromotorischen Kräfte sind meist grösser, als der Mischung gleicher Aequivalente der verschieden starken Lösungen entspricht.

7) Allgemein ist die Potentialdifferenz zweier scheinbar gleicher Platten grösser in verdünnteren Lösungen; auch zeigen blanke Platten grössere Aenderungen, als amalgamirte oder galvanoplastisch überzogene.

Bei den Versuchen wurden nur so kleine Stromdichtigkeiten benutzt, dass keine merkliche Polarisation auftrat; also bei Veränderungen des Widerstandes die elektromotorische Kraft constant blieb. Bei schwächeren Stromdichtigkeiten als 0,05 Mikroampères pro Quadrat-



centimeter Oberfläche ist die Polarisation von amalgamirten Zink- und elektrolytischen Kupferplatten in den Sulfatlösungen nicht grösser als 0,2 Millivolt. Die Kraft blieb 15 bis 30 Minuten constant.

Bei den Zellen mit zwei verschieden concentrirten Lösungen desselben Salzes und gleichen Metallplatten, in denen die dieselben enthaltenden Gefässe durch Heber verbunden waren, hatten die letztere schliessenden Membranen keinen merkbaren Einfluss.

Kittler[1]) hat die elektromotorische Kraft von Ketten aus einem Metall $M$ und zwei Flüssigkeiten, bei denen die Flüssigkeiten mittelst Hebern mit Capillarröhren an den Enden verbunden waren, mittelst des Elektrometers untersucht. Sind bei Anwendung dreier Flüssigkeiten $F_1$, $F_2$, $F_3$ die elektromotorischen Kräfte $a = M \mid F_1 + F_1 \mid F_2 + F_2 \mid M$; $b = M \mid F_2 + F_2 \mid F_3 + F_3 \mid M$ und $c = M \mid F_2 + F_3 \mid F_2 + F_2 \mid M$ und ist $a - b = c$, so folgen die Flüssigkeiten dem Spannungsgesetz.

Danach folgen die Lösungen von $NH_4Cl$, $KCl$, $NaCl$, $NiCl_2$ dem Spannungsgesetz, sowohl für verschiedenprocentige Lösungen desselben Chlorids, wobei der Strom im Inneren des Elementes von der schwereren zur leichteren Lösung desselben Chlorids geht, wie auch verschiedener Chloride. Dasselbe gilt für die Combination der Chloride mit Wasser oder Kupfervitriollösung. Setzt man ferner in der Combination

$$Cu \mid F + F \mid Cu\overrightarrow{SO_4} + CuSO_4 \mid Cu,$$

wo die Kupfervitriollösung 0,6 Gewthle. $CuSO_4$ auf 100 Gewthle. Wasser enthält, nach einander für $F$ die concentrirten wässerigen Lösungen der in folgender Tabelle aufgeführten Salze, so sind die elektromotorischen Kräfte gegen die eines Daniell'schen Elementes: amalgamirtes, chemisch reines Stangenzink in verdünnter Schwefelsäure (specif. Gew. 1,073 bei 16°), chemisch reiner Kupferdraht in concentrirter Kupfervitriollösung:

| $NH_4Cl$ | $KCl$ | $LiCl$ | $CaCl_2$ | $NaCl$ |
|---|---|---|---|---|
| 0,318 | 0,315 | 0,308 | 0,304 | 0,302 |
| $SrCl_2$ | $MgCl_2$ | $BaCl_2$ | $MnCl_2$ | $NiCl_2$ |
| 0,290 | 0,275 | 0,251 | 0,247 | 0,231 |

Bei Ersatz der Kupfervitriollösung durch destillirtes Wasser bleibt die Reihenfolge bestehen. Mit der Verdünnung der Lösungen der Salze nimmt die elektromotorische Kraft beider Reihen von Combinationen ab; am stärksten bei $NH_4Cl$, am wenigsten bei $NiCl_2$.

In den Combinationen geht der Strom vom Chlorid zur Kupfervitriollösung resp. zu der verdünnteren Lösung; dabei gilt das Volta'sche Spannungsgesetz für die Lösungen in beiden Reihen. In den folgenden Combinationen $Cu \mid Fl + Fl \mid H_2SO_4 + H_2SO_4 \mid Cu$ sind die elektromotorischen Kräfte andere:

| $CaCl_2$ | $SrCl_2$* | $LiCl$ | $MgCl_2$ | $MnCl_2$ |
|---|---|---|---|---|
| 0,335 | 0,334 | 0,323 | 0,321 | 0,294 |

[1]) Kittler, Wied. Ann. 12, p. 572, 1881*; 15, p. 391, 1882*.

| $NH_4Cl$* | NaCl | KCl | $NiCl_2$* | $BaCl_2$* |
|---|---|---|---|---|
| 0,288 | 0,287 | 0,286 | 0,265 | (0,254) |

Bei den mit einem Asterisk bezeichneten Combinationen ist das specifische Gewicht der Schwefelsäure 1,083, bei den übrigen 1,067.

Mit der Verdünnung nimmt hier die elektromotorische Kraft noch stärker ab, als bei Anwendung von Kupfersulfat. Der Strom geht vom Chlorid zur Säure; bei sehr verdünnten Lösungen aber von der Säure zum Chlorid. Das Spannungsgesetz gilt für diese letzten Reihen nicht. Das Kupfer kann auch durch Silber ersetzt werden.

Ebensowenig gilt es für die Combinationen der Chloride $NH_4Cl$, KCl, NaCl und $NiCl_2$ mit HCl, wo ebenfalls der Strom von der concentrirteren Lösung zur Salzsäure, bei verdünnteren Lösungen umgekehrt fliesst.

In der Kette $CuSO_4 \mid F + F \mid H_2SO_4 + H_2SO_4 \mid CuSO_4$, wo das specifische Gewicht der Lösung von $CuSO_4$ 1,003, das der Schwefelsäure 1,067, F eine Chlormetalllösung ist, nimmt die elektromotorische Kraft $E$ mit Verdünnung der Lösung F ab, ebenso wie die elektromotorische Kraft $E'$ der Combination $Cu \mid F + F \mid CuSO_4 + CuSO_4 \mid Cu$. So ist sie z. B., wenn die Gewichtsmenge KCl in 100 Gewthln. der Lösung $G$ ist:

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $G =$ | 34,2 | 20,0 | 12,0 | 5 | 2 | 0,5 | 0 |
| $E =$ | 0,080 | 0,078 | 0,067 | 0,060 | 0,043 | 0,022 | — 0,074 |
| $E' =$ | 0,315 | 0,262 | 0,235 | 0,199 | 0,168 | 0,128 | 0,047 |

Bei den Combinationen $Zn \mid Fl_2 + Fl_2 \mid Fl_1 + Fl_1 \mid Zn$, wo $Fl_1$, $Fl_2$ verschiedene concentrirte Zinkvitriollösungen bezeichnen, geht der Strom von der verdünnten zur concentrirten Lösung; ist aber $Fl_1$ durch Wasser ersetzt, von der Zinkvitriollösung zum Wasser.

Auch für Lösungen von Zink- und Kupfersulfat gilt das Spannungsgesetz.

Dabei nimmt die Potentialdifferenz der Combination

$$Zn \mid ZnSO_4 + ZnSO_4 \mid CuSO_4 + CuSO_4 \mid Cu$$

mit der Verdünnung der Zinkvitriollösung zu. In der Combination

$$Zn \mid KCl + KCl \mid CuSO_4 + CuSO_4 \mid Ca$$

nimmt die elektromotorische Kraft mit Verdünnung der Chlorkaliumlösung ab.

Zu Bd. I, hinter §. 671. Mittelst der Methode von Du Bois-Reymond fand Robb [1]), dass in einer concentrirten, neutralisirten Zinksulfatlösung galvanoplastisch niedergeschlagenes Zink gegenüber einer Platinplatte dieselbe elektromotorische Kraft hat, wie amalgamirtes; in einer nicht neutralisirten nur um einige Tausendstel der Kraft eines Daniell'schen Elementes negativer ist, als letztere.

Dann waren die elektromotorischen Kräfte

[1]) Robb, Wied. Ann. 20, p. 798, 1883*.

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $Zn_{am}$ | $H_2SO_4$ (3 Proc.) | $ZnSO_4$ | Zn | = + 0,0591 |
| $Zn_{am}$ | Essigsäure (50 Proc.) | $Zn\bar{A}$ | Zn | = + 0,0464 |
| Zn | $H_2SO_4$ (3 Proc.) | $ZnSO_4$ | $Zn_{am}$ | = + 0,0612 |
| Zn | Essigsäure (50 Proc.) | $ZnSO_4$ | $Zn_{am}$ | = + 0,0541 |

Die elektromotorischen Kräfte sind also fast gleich; nur verhält sich amalgamirtes Zink in den Säuren etwas positiv gegen unamalgamirtes, was wohl von der Bildung von etwas Zinksalz an letzterem herrührt. In neutralisirter Cadmiumsulfatlösung ist dagegen amalgamirtes Cadmium negativ gegen unamalgamirtes, anfangs um 0,0446 D., dann ziemlich bedeutend abnehmend mit der Zeit.

Zu Bd. I, §. 676[1]). Die Kette von Daniell ist wegen ihrer Anwendung als Normaletalon für die elektromotorischen Kräfte besonders sorgfältig untersucht worden.

Alder Wright[2]) schichtete hierzu in einem verticalen Glascylinder von 4,5 cm Durchmesser und 12 bis 15 cm Länge concentrirte Zinkvitriollösung (specif. Gewicht 1,4) und concentrirte Kupfervitriollösung (specif. Gewicht 1,2) über einander und führte von unten und oben im gleichen Niveau zwei je 2,5 und 5 qcm grosse Zink- und Kupferplatten ein, welche mit einem Widerstande verbunden wurden, an dessen Enden die Potentialdifferenz $E$ gemessen wurde, wodurch die Stromintensität $I$ bestimmt war. Ist dann noch der Widerstand $R$ in der Kette bekannt, so folgt die elektromotorische Kraft $e$ der Kette aus der Formel $e = E + IR$. In dieser Formel wurde $R$ durch Anwendung der grossen und kleinen Platten bestimmt, wobei bei einer gegebenen Stromesdichtigkeit $d$ die Intensitäten den Oberflächen proportional gesetzt werden. Wenn die Werthe von $E$ hierfür gleich $E_1$ und $E_2$ sind, so ist: $R = (E_1 - E)/2{,}5\,.\,d$.

1) Uebersteigt die Stromesdichtigkeit in einer Daniell'schen Kette mit gleich grossen Platten von reinem Zink und Kupfer (feste blanke oder mit reinem Quecksilber amalgamirte, resp. galvanisch niedergeschlagene Metalle, in reinen Lösungen von Kupfer- und Zinkvitriol) nicht acht Mikroampères auf den Quadratcentimeter, so ändert sich die elektromotorische Kraft je nach der Natur der Metalloberflächen zwar ein wenig, ist aber sehr nahe gleich 1,115 Volt und wesentlich äquivalent den chemischen Processen, d. h. dem Ersatz des Kupfers im Kupfersulfat durch Zink.

So sind bei Lösungen von reinem Zink- und Kupfersulfat, je von gleichem specifischem Gewicht, welches letztere sich von 1,0065 bis 1,175 ändert, die Aenderungen der elektromotorischen Kraft nur $\pm$ 0,001.

Bei Ersatz von frischem elektrolytischem Kupfer (a) durch anderes

[1]) Am Schlusse ist daselbst zu lesen: Die elektromotorische Kraft nimmt also mit Verdünnung der Zinkvitriollösung ein wenig zu, mit Verdünnung der verdünnten Schwefelsäure und der Lösung von schwefelsaurem Kali ein wenig ab. — [2]) Alder Wright, Phil. Mag. [5] 13, p. 265; Beibl. 6, p. 502, 1882*.

Kupfer, von frischem elektrolytischem Zink (b) durch anderes Zink, ergeben sich folgende Aenderungen der elektromotorischen Kraft:

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| a) | Blankes gewalztes Kupfer | + 0,010 | bis | + 0,001 |
| | Stark amalgamirtes Kupfer | + 0,002 | „ | — 0,000 |
| b) | Blankes gegossenes Zink | + 0,005 | „ | — 0,005 |
| | Stark amalgamirtes Zink | + 0,003 | „ | — 0,004 |

Dabei sind die elektromotorischen Kräfte folgender Combinationen:

| | | | |
|---|---|---|---|
| Amalgamirtes Zink . | 1,115 — 1,110 | 1,116 — 1,111 | 1,124 — 1,115 |
| Elektrolytisches Zink | 1,116 — 1,110 | 1,118 — 1,111 | 1,124 — 1,114 |
| Blankes Zink . . . . | 1,119 — 1,109 | 1,121 — 1,110 | 1,126 — 1,112 |

2) Mit unreinem Zink oder reinem, mit unreinem Quecksilber amalgamirtem Zink ist ein Theil der chemischen Energie in Folge der localen Wirkungen auf den Platten für die elektromotorische Kraft der Kette verloren, welche mehr oder weniger, in einzelnen Fällen mehrere Procente unter 1,115 Volt bleibt.

3) Bei Stromesdichtigkeiten über den erwähnten sinkt die elektromotorische Kraft, weil ein Theil der Energie, welche a) bei der Auflösung des Zinks und b) bei der Ueberführung des im statu nascendi abgeschiedenen Kupfers in den gewöhnlichen Zustand erzeugt wird, nicht zur Stromesbildung beiträgt, c) weil sich die Lösung um die Zinkplatte concentrirt, wodurch eine entgegengesetzte elektromotorische Kraft entsteht, welche indess im Maximum nicht 0,04 Volt übersteigt. Die Wirkung b) überwiegt die Wirkung a). Mit einem Strome von 0,003 Ampères pro Quadratcentimeter kann die Summe der drei Wirkungen dieses Maximum mehrfach übertreffen. Alle drei Ursachen bedingen die Polarisation im Element.

4) Sind die Lösungen von Zink- und Kupfervitriol nicht gleich dicht, so ändert sich die elektromotorische Kraft mit wachsendem Dichtigkeitsunterschied immer mehr; sie steigt mit der steigenden Concentration der Kupferlösung und sinkt mit der der Zinklösung. Die Aenderungen sind im Wesentlichen diejenigen, welche zwischen zwei Kupfer- oder zwei Zinkvitriollösungen in Folge der Differenz der angewandten Concentrationen bestehen. Bei gleicher Dichtigkeit der Kupfer- und Zinklösungen sind die elektromotorischen Kräfte nahezu von der wirklichen Dichtigkeit derselben unabhängig.

5) Verdünnte Schwefelsäure an Stelle der Zinkvitriollösung und von gleicher Dichtigkeit, wie die Kupfervitriollösung, bedingt eine Steigerung der elektromotorischen Kraft, die im Allgemeinen der Zunahme der Bildungswärme vom Zinkvitriol bei Anwendung der benutzten Säure, gegenüber der Anwendung von sehr verdünnter ($^1/_{800}$) entspricht. Ist die Dichtigkeit der Kupferlösung von der der Schwefelsäure verschieden, welche letztere 1,18 nicht übersteigt, so steigt oder sinkt die elektromotorische Kraft um den Betrag der Kraft zwischen zwei Kupfervitriol-

lösungen von der mit der Schwefelsäure gleichen und der abweichenden Dichte.

6) Demnach ist die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette je nach den Verhältnissen sehr verschieden. Bei Anwendung reiner Metalle (reines, mit reinem Quecksilber amalgamirtes Zink, elektrolytisches oder amalgamirtes Kupfer) und Lösungen von gleicher Dichte weicht die elektromotorische Kraft um nicht mehr als 0,25 Proc. von 1,113 oder 1,114 Volt ab, je nachdem das Kupfer amalgamirt oder elektrolytisch niedergeschlagen ist. Indess ändert sich die Kraft mit der Zeit.

Zu Bd. I, hinter §. 677. Die grosse Constanz des Normalelementes von Kittler, amalgamirtes, chemisch reines Zink in verdünnter Schwefelsäure vom specif. Gew. 1,075 bei 18°, chemisch reines Kupfer in concentrirter Kupfersulfatlösung vom specif. Gew. 1,190 bis 1,200, haben wir schon Bd. IV, §. 1366 Anm. erwähnt. Für Messungen darf dasselbe nicht dauernd zusammengesetzt bleiben, sondern ist jedesmal neu zusammenzustellen, um stets den gleichen Werth zu erhalten [1]).

Die Potentialdifferenz der Daniell'schen Kette bei verschiedener Concentration der Schwefelsäure und Kupfervitriollösung, bezogen auf die des Normalelementes [2]), ergiebt sich aus beifolgender Tabelle:

| Schwefelsäure (specif. Gew.) | Concentrationsgrad der Kupfersulfatlösungen (Gew.-Thl. Salz + 100 Gew.-Thle. Wasser) | | | |
|---|---|---|---|---|
| | conc. | 10 : 100 | 0,6 : 100 | 0,2 : 100 |
| 1,357 bei 17° | 0,978 | 0,991 | 1,020 | — |
| 1,266 bei 19° | 0,996 | 1,008 | 1,027 | 1,037 |
| 1,222 bei 16° | 1,003 | 1,015 | 1,033 | 1,044 |
| 1,186 bei 16° | **1,008** | **1,020** | **1,039** | **1,049** |
| 1,133 bei 16° | 1,005 | 1,017 | 1,033 | 1,042 |
| 1,075 bei 18° | **1,000** | 1,011 | 1,024 | 1,033 |
| 1,050 bei 16° | 0,997 | 1,006 | 1,020 | 1,028 |
| 1,037 bei 17° | 0,992 | 1,000 | 1,014 | 1,019 |
| 1,007 bei 19° | 0,979 | 0,987 | 0,999 | 1,004 |
| 1,0051 bei 16° | 0,977 | 0,981 | 0,989 | 0,994 |
| 1,0035 bei 17° | 0,972 | 0,973 | 0,975 | 0,976 |
| 1,0011 bei 16° | **0,966** | **0,965** | **0,966** | **0,965** |
| 1 l. $H_2O$ + 20 Tr. S. v. sp. G. 1,250 | 0,954 | 0,951 | 0,944 | 0,937 |
| 1 l. $H_2O$ + 11 Tr. S. v. sp. G. 1,250 | 0,952 | — | 0,934 | 0,931 |
| 1 l. $H_2O$ + 6 Tr. S. v. sp. G. 1,250 | 0,948 | 0,944 | 0,932 | 0,926 |
| 1 l. $H_2O$ + 2 Tr. S. v. sp. G. 1,250 | **0,938** | **0,933** | **0,920** | **0,915** |
| 1 l. $H_2O$ + 1 Tr. S. v. sp. G. 1,075 | 0,920 | — | — | — |

Danach steigt mit abnehmender Concentration der Schwefelsäure die elektromotorische Kraft nur bis zu einem Maximum, welches bei ver-

[1]) Kittler, Gef. Originalmittheilung. — [2]) Kittler, Münch. Sitzungsber. 1882, p. 467*; Wied. Ann. 17, p. 865, 1882*.

schiedenen Concentrationen der Kupferlösungen bei demselben Gehalt der Schwefelsäure (25 bis 30 Proc.) erreicht wird. Bei gleichbleibender Säure nimmt bei starkem Gehalt der Schwefelsäure die elektromotorische Kraft mit abnehmender Concentration der Kupferlösung zu, bei geringerem aber ab; bei der Schwefelsäure vom specif. Gew. 1,0011 bei 16° bleibt sie dabei constant. Dabei steigt mit dem wachsenden Säuregehalt die elektromotorische Kraft um so stärker, je verdünnter die Kupferlösung ist.

Mit längerer Zusammensetzung nimmt die Kraft der Elemente um so schneller ab, je concentrirter die Säure, und je verdünnter die Kupferlösung ist.

Zu Bd. I, §. 686, p. 716 (statt Note 2). Die Resultate von Fromme stimmen nur für Kupfervitriol mit denen von Streintz, für Zinkvitriol widersprechen die Resultate des letzteren denen von Svanberg und Fromme.

Zu Bd. I, hinter §. 687. Die elektromotorische Kraft von Indium in Chlorindiumlösung gegen die einiger anderer Metalle in den Lösungen der entsprechenden Chloride ist nach Erhard [1]):

| | | | |
|---|---|---|---|
| In | $In_2Cl_6$ | $ZnCl_2$ Zn | 0,331 D. |
| „ | $In_2Cl_6$ | $CuCl_2$ Cu | 0,160 D. |
| „ | $In_2Cl_6$ | $Fe_2Cl_6$ Fe | 0,584 D. |

Zu Bd. I, hinter §. 687. In Bezug auf die als Normalkette vielfach empfohlene Kette von Latimer Clark (vergl. Bd. I, §. 614), hat Alder Wright [2]) eingehende Versuche angestellt. Die Kette bestand aus einem U-förmigen Rohr mit einem weiten und einem engen Schenkel, welches unten mit Quecksilber gefüllt war. Durch das enge Rohr ging ein Platindraht in das Quecksilber. Im weiteren Schenkel war dasselbe mit einer 15 bis 20 mm dicken Schicht von schwefelsaurem Quecksilberoxydul und Zinksulfatlösung bedeckt, in welche ein ganz reiner Zinkstab 4 bis 5 mm tief eintauchte. Die elektromotorische Kraft wurde mit dem Galvanometer gemessen. Sie wächst zuerst zuweilen während einiger Tage, bleibt aber dann lange constant.

Je schwächer die Zinklösung ist, desto höher ist die elektromotorische Kraft. Sie steigt nahe proportional der Verdünnung um etwa 2 Proc. bis zur grössten Verdünnung. Um den Einfluss der Luft zu untersuchen, wurde in den einen unteren Schenkel eines λ-förmigen Rohres Quecksilber, in den anderen eine Zinkplatte gebracht, von welchen eingeschmolzene Platindrähte die Leitung nach aussen vermittelten. Der nachher ausgezogene obere Schenkel wurde mit einer Glasröhre verbunden, welche in ein die Paste enthaltendes Gefäss eintauchte. Die letztere wurde ausgekocht, während der Apparat evacuirt war, und dann durch Zulassen von Luft in das λ-Rohr hineingepresst. Die elektro-

---

[1]) Erhard, Wied. Ann. 14, p. 504, 1881*. — [2]) Alder Wright, Phil. Mag. [5] 16, p. 25, 1883; Beibl. 7, p. 907*.

motorische Kraft dieser von Luft ganz befreiten Zellen war die gleiche wie mit Luft. Ein Gehalt an schwefelsaurem Quecksilberoxyd vermindert die elektromotorische Kraft bis um 4 bis 5 Proc. Bei Temperaturänderungen der Kette von 15,5° C. an um ± [illegible] bis 12° ist die elektromotorische Kraft

$$1,457 \,(1 - (t - 15,5)\, 0,00041) \text{ Volt}$$

(vergl. Bd. IV, §. [illegible]).

Zu Bd. I, §. [illegible]. Nach Preece[1] sinkt die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette beim Erwärmen in einem Wasserbade erst schnell, dann langsam, und wächst endlich bis 100°. Bei der Abkühlung bleibt die Kraft ungeändert. Dies kann daher kommen, dass während des Erwärmens und Abkühlens die Temperaturen der Elektroden in entgegengesetztem Sinne ungleich sind.

Die Kraft der Bichromatkette sinkt mit der Erwärmung und steigt bei der Abkühlung; bei einer Kette mit zwei Flüssigkeiten von 19° bis 100° etwa um 1,6 Proc., bei einer solchen mit einer Flüssigkeit von 14° bis 100° um etwa 6 Proc.

Die Kraft der Leclanchékette bleibt fast constant.

Der Widerstand der Daniell'schen Kette mit aussen befindlicher Zinkvitriollösung sinkt aus dem oben angeführten Grunde beim Erhitzen erst schnell, dann langsam von 0 bis 100° z. B. von 4 bis 1 Ohm; beim Abkühlen ist der Widerstand bei den correspondirenden Temperaturen grösser als beim Erwärmen. Bei ruhigem Stehen nimmt der Widerstand wieder ab.

Bei der Bichromatzelle ist die Abnahme des Widerstandes beim Erwärmen und die Zunahme beim Abkühlen fast gleich; sie beträgt bei derselben und ebenso bei der Leclanchékette mehr als 50 Proc.

Zu Bd. I, §. 692. Wird eine Platinplatte einer Palladiumplatte in Röhren von Wasserstoff (gewöhnlichem, durch Auflösen von Zink oder durch Elektrolyse erzeugtem) gegenübergestellt, so erweist sich nach Villari[2]) das Palladium stets elektropositiv gegenüber dem Platin. Um dieses Resultat sicher zu erhalten, müssen die Platten erst längere Zeit in dem Gas verweilen, damit sich namentlich das Palladium erst ganz mit Gas sättigt. Auch wenn man die Palladiumplatte aus dem Wasser hebt und oberflächlich reinigt, verliert sie ihr negatives Verhalten dem Platin gegenüber nicht; wird sie ausgeglüht, so verhält sie sich in saurem Wasser fast wie Platin.

Werden beide Platten in (chemisch dargestellten) Sauerstoff gebracht, so verhalten sie sich ganz gleich. In ozonisirtem (elektrolytischem) Sauerstoff oxydirt sich das Palladium; dann verhält es sich elektronegativ gegen reines Palladium oder Platin.

---

[1]) Preece, Proc. Roy. Soc. 35, p. 48, 1883*; Beibl. 7, 616*. — [2]) Villari, R. Istituto lombardo-veneto 1869, 11. Nov.*

Wird die eine Elektrode eines mit Palladiumplatten versehenen Gaselementes in Sauerstoff, die andere in Wasserstoff gesenkt, so hat dasselbe in Folge der oben angegebenen Erfahrungen eine stärkere elektromotorische Kraft, als ein Element mit Platinplatten, namentlich wenn die Gase elektrolytisch entwickelt sind.

Zu Bd. I, §. 703. Statt der amalgamirten Zinkcylinder verwendet Reynier gegossene Cylinder aus Zinkamalgam [1]).

Zu Bd. I, §. 705. Bennet [2]) verwendet einen Eisen- oder Weissblechcylinder voll Natronlauge und darin eine Zinkplatte. Die elektromotorische Kraft ist nach Bennet 1,23 Volt, nach Lecky [3]) 1,14 Volt, nach Macleod [4]) 1,005 Volt.

Die Batterie von Barrett [5]) besteht aus Zink, das auf Quecksilber schwimmt, welches sich in einem Napf von nichtleitendem Material befindet, in Verbindung mit einem Kohlenstück und einer Lösung von zweifach schweflichtsaurem Quecksilber und von Schwefelsäure.

Koosen [6]) bringt auf den Boden eines Meidinger'schen Elementenglases ein wellenförmiges, dünnes, durch einen Draht nach aussen communicirendes Platinblech, giesst Brom hinauf, legt auf die Verengung des Glases eine poröse Thonplatte, stellt darauf einen den amalgamirten Zinkcylinder und etwas Quecksilber enthaltenden Thoncylinder und füllt den ganzen Apparat mit verdünnter Schwefelsäure ($^1/_{15}$ bis $^1/_{20}$). Das Brom löst sich im Wasser, diffundirt aber nicht nach oben. Die elektromotorische Kraft ist 1,9 Volt, ebenso mit Kohle statt Platin; der Widerstand ist grösser als beim Grove'schen Element. Bei grösseren Widerständen ist das Element sehr constant.

Zu Bd. I, §. 711. In der Chromsäurekette verwendet Egger [7]) eine Lösung von 200 ccm Schwefelsäure, 25 bis 50 g Kaliumbichromat, 100 ccm Salpetersäure und 200 ccm Wasser; Trouvé [8]) und Reynier [9]) 150 g Bichromat, 1000 g Wasser, 450 g Schwefelsäure, Ponci [10]) 1 kg Bichromat, 4 l Wasser, 2 l Salzsäure.

Zu Bd. I, §. 716. In der Kette von de Lalande [11]) werden Kupferoxyd, Abfälle vom Kupferschmieden, in welche eine Kupferplatte gestellt wird, resp. Agglomerate von Kupferoxyd mit Magnesiumoxychlorür in Plattenform amalgamirten Zinkplatten in Kalilauge gegenübergestellt. Die elektromotorische Kraft ist nahezu nach d'Arsonval [12]) 0,9 Volt.

---

[1]) Von den vielen neueren Constructionen der Ketten erwähnen wir im Folgenden nur einige wenige; die meisten bieten wesentlich technisches Interesse dar. — [2]) Bennet, Chem. News **45**, p. 206, 1882*; Beibl. **6**, p. 501*. — [3]) Lecky und [4]) Macleod, Chem. News **45**, p. 231, 1882*; Beibl. **6**, p. 688*. — [5]) Barrett, Elektrotechniker **2**, p. 24, 1883*; Beibl. **7**, p. 399*. — [6]) Koosen, Wied. Ann. **23**, p. 348, 1884*. — [7]) Egger, s. Handmann, Centralbl. f. Elektrotechn. **5**, p. 424, 1883*; Beibl. **7**, p. 712*. — [8]) Trouvé, Compt. rend. **96**, p. 787, 1048, 1883*; Beibl. **7**, p. 546*. — [9]) Reynier, ibid. p. 838*; Beibl. **7**, p. 546*. — [10]) Ponci, Mondes [3] **4**, p. 583, 1883*; Beibl. **7**, p. 474*. — [11]) de Lalande, Compt. rend. **97**, p. 164, 1883*; Beibl. **7**, p. 712*. — [12]) d'Arsonval, Lum. électr. **9**, p. 533, 1883*; Beibl. **8**, p. 44*.

Bei 5 qdcm Oberfläche und 5 cm Abstand der Elektroden ist der Widerstand $^1/_3$ bis $^1/_4$ Ohm. Die Elemente sind sehr constant. Kalilauge ist der Natronlauge vorzuziehen, da dabei die gebildeten Salze nicht am Glase emporkriechen. Das reducirte Kupfer nimmt an der Luft oder beim Rosten, oder, wie bei den Accumulatoren, durch einen Gegenstrom, leicht den Sauerstoff wieder auf.

Zu Bd. 1, §. 735. Eine eigene Construction der Bunsen'schen Kette für starken Strom und lange dauernde Constanz von Obach s. Carl's Rep. **18**, p. 633, 1882; Beibl. **7**, p. 305.

Zu Bd. I, §. 738. Nach „ist" Zeile 1 des Paragraphen ist einzufügen: „unter Einschaltung sehr grosser Widerstände"; nach „constant", Zeile 4 des Paragraphen: „Bei kleineren Widerständen ist sie stets grösser als die des Grove'schen Elementes".

Zu Bd. I, §. 742. Ersetzt man in der Grove'schen Kette (mit 10-procentiger Schwefelsäure am Zink, deren elektromotorische Kraft anfangs 1,74 D., nach 50 Minuten 1,65 D. ist), nach Landolt die Salpetersäure durch eine 2,25 procentige Lösung von Wasserstoffsuperoxyd, so ist die elektromotorische Kraft derselben nach A. König [1]) gleich 1,43 D, nach 50 Minuten 1,21 D.; bei Zusatz von 10 Volumprocent $H_2SO_4$ gleich 1,33; mit concentrirter Chlornatriumlösung am Zink 1,53. Das Bunsen'sche Element mit Salpetersäure hat anfangs die elektromotorische Kraft 1,67 D., nach 50 Minuten 1,50 D., mit Wasserstoffsuperoxyd 1,41, und nach 50 Minuten 1,32 D. Zusatz von Schwefelsäure vermindert auch hier die elektromotorische Kraft.

Der Widerstand der Wasserstoffsuperoxydketten ist etwa das 4- bis 5 fache von dem der Salpetersäureketten.

Zu Bd. I, §. 742. Erwärmt man das Element Zinkcylinder in Kochsalzlösung, Kohle in schwefelsäurehaltiger Lösung von doppeltchromsaurem Kali auf 100°, so ist es viel constanter, von geringerem Widerstand und die elektromotorische Kraft steigt von 2,10 bis zu 2,44 Volts [2]).

Zu Bd. I, §. 752. Die elektromotorische Kraft der Chlor-, Brom- und Jodsilberbatterie ist 1,03, 0,908 und 0,758 Volt [3]).

Scrivanow [4]) verwendet ein überall mit Chlorsilber umhülltes und in Asbestpapier eingewickeltes Gaskohlenprisma und eine Zinkplatte in 30 bis 40 procentiger Natronlauge. Die elektromotorische Kraft des Elementes mit Kalilauge (75 KOH in 100 Wasser) ist 1,45 bis 1,50 Volt [5]). Auch trägt Scrivanow [6]) auf eine paraffinirte Kohlenplatte eine Schicht

---

[1]) A. König, Wied. Ann. **17**, p. 347, 1882*. — [2]) Gandini, Natura **6**, p. 89, 1882*; Beibl. **6**, p. 592*. — [3]) Warren de la Rue u. H. Müller, Phil. Trans. **169**, p. 1, 1877*. — [4]) Scrivanow, Dingl. pol. Journ. **248**, p. 178, 1883*; Beibl. **7**, p. 474*. — [5]) Mounier, Compt. rend. **98**, p. 234, 1884*, Beibl. **8**, p. 395*. — [6]) Scrivanow, Elektrotechn. Zeitschr. **3**, p. 248, 1882*, Beibl. **6**, p. 886*.

eines gleichmässigen Breies von 10 Gewthln. Ammonium-Quecksilberchlorid, 3 Gewthln. Chlornatrium und 1/4 Gewthl. Chlorsilber mit einer schwach sauren 80 procentigen Lösung von Zinkchlorür etwa 1 bis 2 mm hoch auf und bedeckt sie mit fünf bis sechs Lagen Filtrirpapier, welches mit einer Lösung von gleichen Theilen Chlorzink und Chlornatrium getränkt ist, und dessen Kanten an der Kohlenplatte mittelst Paraffin angeklebt werden. Auf das Papier wird eine Zinkplatte gelegt. Die elektromotorische Kraft dieses Elementes ist gleich 1,3 Volt.

Zu Bd. 1, §. 760 u. folgde. Wir fassen die Resultate von Fromme[1]) über das Verhalten der nach Art der Grove-Bunsen'schen Kette mit Salpetersäure und Bunsen'scher Chromsäuremischung zusammengesetzten Ketten wegen ihres vielfachen Gebrauchs hier übersichtlich zusammen, bezeichnen mit Pt Cr, Pt S, Pd Cr, Pd S u. s. f. die mit Bunsen'scher Chromsäuremischung oder mit Salpetersäure beladenen Ketten, mit E (Pt Cr) ... ihre elektromotorischen Kräfte. Verd. und conc. giebt die Anwendung verdünnter und concentrirter Lösung an.

Bei geöffneter Kette ist $E(Pt\,Cr) = E(Pt\,S_{conc.})$; dagegen ist $E(Pt\,S_{verd.}) < E(Pt\,S_{conc.})$.

Bei geschlossener Kette ist $E(Pt\,Cr) < E(Pt\,S_{conc.})$, selbst bei sehr kleiner Stromdichte. Mit zunehmender Stromdichte nimmt E (Pt Cr) continuirlich ab, ist für gewöhnliche Fälle etwa nur $0{,}7\,E(Pt\,S_{conc.})$, sinkt aber noch weiter. Zugleich sinkt E (Pt S) mit der Verdünnung von S nicht viel stärker, als bei geöffneter Kette. E (Pt Cr) nimmt bei jeder Stromdichte nach der Schliessung sehr langsam, E (Pt S) nur bei mittleren Stromdichten sehr schnell bis zu einem Minimum ab und steigt dann wieder bis zu einem Maximum, welches bei E (Pt Cr) immer kleiner ist als die elektromotorische Kraft des Elementes vor dem Schlusse, bei E (Pt S) dieselbe fast erreicht. Ist die Stromdichte klein, so ist E (Pt S) von Anfang an constant, ist sie sehr gross, so fällt die Periode der Zunahme fort.

Je grösser die Stromdichte am Platin, desto kleiner ist das Maximum in beiden Fällen, und wird bei Pt Cr um so schneller, bei Pt S um so langsamer erreicht, desto grösser ist auch in beiden Fällen die folgende Zunahme, während bei Pt Cr der erreichbare Maximalwerth sinkt, bei Pt S nur wenig mit wachsender Stromdichte abnimmt.

Erschütterungen beeinflussen E (Pt Cr) nur bei grösserer Stromdichte, bei mittlerer nimmt erst E zu, dann ab, und steigt dann wieder; bei sehr kleiner und sehr grosser erlangt E nach der momentanen Zunahme fast den früheren Werth. Bei E (Pt S) ist beim Erschüttern die Abnahme bei mittleren, die Zunahme bei sehr grossen Stromdichten bedeutend, nur bei kleinen Null.

Sowohl E (Pt Cr), wie E (Pt S) nimmt bei plötzlicher Verminderung des Widerstandes im Schliessungskreise erst ab und dann zu. — Bei Vermehrung des Widerstandes nimmt E in beiden Fällen erst zu, dann ab, bei Pt S nur, wenn der anfängliche Widerstand nicht zu klein gewesen ist, wobei sich nur eine Zunahme zeigt. Bei Pt Cr ist der erreichte constante Werth grösser, als wenn das Element nur mit dem constanten grösseren Widerstand geschlossen wäre, bei Pt S ist er nicht grösser. Gegen Erschütterungen ist Pt Cr nachher unempfindlich, Pt S bleibt empfindlich.

Beim Oeffnen wird allmählich derselbe Werth von E, wie vor dem Schlusse erreicht; bei Pt S beschleunigen Erschütterungen die Zunahme, bei Pt Cr nicht.

Bei neuem Schluss wiederholt sich das Verhalten annähernd, wie bei der ersten Schliessung, nur bei Pt S weniger deutlich; das Minimum liegt bei Pt Cr tiefer, als beim ersten Schluss, bei Pt S nach einer Erschütterung ebenso tief, wie bei jener.

---

[1]) Fromme, Wied. Ann. 18, p. 552, 19, p. 86, 300, 1883*.

Beim Erwärmen ändert sich der Verlauf von E(PtCr) nicht, bei E(PtS) steigt das Minimum, und das Maximum wird schneller erreicht.

Gasentwickelung erscheint am Platin bei PtCr andauernd bei grosser, nicht bei niederer Stromdichte; bei PtS nur in der Periode der Abnahme, nicht in der der Zunahme. Bei grosser Stromdichtigkeit, wo keine Zunahme eintritt, entwickelt sich bei PtS permanent Gas.

Wasserstoffgehalt des Platins schwächt die Erscheinungen.

Wird Chromsäure statt der Bunsen'schen Mischung verwendet, so nimmt die elektromotorische Kraft des geöffneten Elementes wenig, die des geschlossenen bis zu einem Minimum stark ab. Zusatz von Schwefelsäure bewirkt dann wieder eine Zunahme.

Palladium, Gold und Gaskohle in der Chromsäurelösung zeigen nur eine kleine Abnahme von E beim Stromschluss, nicht eine Zunahme danach; in Salpetersäure verhalten sich die drei Metalle, auch Aluminium, wie Platin; ebenso letzteres in Chromsäurelösung.

Die aus den grössten und kleinsten Werthen der Intensität berechneten elektromotorischen Kräfte der Grove'schen und Bunsen'schen Kette sind mit Salpetersäure 100, mit Chromsäurelösung 70 und 104, während sie nach elektrometrischen Messungen vor der Schliessung etwa 100 (in einem Falle, vielleicht bei unreinem Platin, 97,5, in einem anderen etwas mehr als 100) und 104 sind.

Als Ursache der Erscheinungen sieht Fromme die bedeutende Occlusion des Wasserstoffs im Platin an. Das in demselben entwickelte Gas wird, wenn das Platin nicht schon Wasserstoff enthält, von der Salpetersäure bei starker Concentration und bei geringer Stromesdichte völlig, bei grösserer nur partiell oxydirt, also im letzteren Falle zum Theil occludirt, wodurch die elektromotorische Kraft abnimmt. Bei schwächerem Strome wird weniger Wasserstoff abgeschieden, auch kann der Wasserstoff im gesättigten Platin nicht mehr occludirt werden, das Minimum der elektromotorischen Kraft ist erreicht, wobei aller Wasserstoff oxydirt wird. Indem Fromme hypothetisch annimmt, dass die elektromotorische Kraft des Platins durch eine freie Schicht von Wasserstoff bedeutend geändert wird, durch occludirten Wasserstoff nicht, kann nach ihm, wenn ersteres in das Platin hineinwandert, die elektromotorische Kraft wieder zunehmen.

Beim Erschüttern wird ein Theil der freien Wasserstoffschicht bei grosser Stromesdichte fortgeschafft, die Kraft steigt; bei geringer tritt der Wasserstoff aus dem Platin hervor und die Kraft sinkt. Mit Erhöhung der Temperatur der Salpetersäure nimmt ihre depolarisirende Wirkung zu.

Bei der Chromsäurelösung bildet sich Chromoxyd, welches sich nach Fromme[1]) mit Platin verbinden, was übrigens sonst noch nicht bekannt ist, und dadurch die Absorption des Wasserstoffs ändern soll, wodurch sich die Abweichungen zwischen dem Verhalten der Chromsäurelösung und Salpetersäure erklären sollen[2]).

---

[1]) Wir müssen uns hier auf einige Andeutungen beschränken, und in Betreff des Weiteren auf die Originalabhandlung verweisen. — [2]) In Betreff der Bd. I erwähnten Untersuchungen von Fromme sind einige Berichtigungen zu erwähnen:

p. 793, Z. 6 v. o. ist statt „wo dieselbe am besten leitet“ zu setzen: „da die elektromotorische Kraft mit abnehmender Concentration der Salpetersäure

Zu Bd. II, §. 52 bis 54[1]). Nach den Anschauungen von Faraday[2]) ist in jedem Punkte einer isolirenden Flüssigkeit, die wie das Glas einer Leydener Flasche elektrisirt wird, eine Zugkraft in der Richtung der elektrischen Kraftlinien und eine Druckkraft senkrecht zu diesen Kraftlinien anzunehmen. Nach Maxwell[3]) sind diese Druckkräfte durch die Gleichung gegeben

$$p = \frac{K_1}{8\pi} \frac{P^2}{a^2} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 1)$$

wenn $P$ die elektrische Potentialdifferenz, $a$ den Abstand der ebenen Metallbelegungen oder Elektroden bedeutet, zwischen denen die Flüssigkeit sich befindet. $K_1$ hätte für die Kraft $\ddagger$ und $\perp$ zu den elektrischen Kraftlinien denselben Werth und wäre gleich der Dielektricitätsconstante $K$ oder der Zahl, um welche die Capacität eines Condensators grösser erscheint, wenn man die Belegungen statt durch Luft, durch eine andere isolirende Substanz von einander trennt.

Quincke hat für eine Reihe isolirender Flüssigkeiten den Werth von $K$ und $K_1$ gemessen für die Zug- und Druckkräfte $\ddagger$ und $\perp$ zu den elektrischen Kraftlinien. $K_1$ soll, je nachdem die Kräfte $\ddagger$ oder $\perp$ zu den elektrischen Kraftlinien wirken, mit $K_p$ oder $K_s$ bezeichnet werden.

Eine elektrische Wage mit ebenen horizontalen Condensatorplatten (Fig. 353, a. f. S.) stand in einem grösseren Glasgefäss, das mit Luft oder der isolirenden Flüssigkeit gefüllt war. Die untere Condensatorplatte war mit der inneren Belegung einer grossen Leydener Batterie verbunden, die äussere Belegung wie die obere Condensatorplatte zur Erde abgeleitet. Die Condensatorplatten und die Belegungen der Leydener Batterie wurden durch eine Holtz'sche Maschine auf einer solchen constanten Potentialdifferenz erhalten und diese mit einem Schraubenelektrometer von Sir William Thomson (Bd. I, §. 199) gemessen, dass die Condensatorplatten sich in Luft mit einer Kraft $G_{\text{I}}$ von 20 g oder 10 g anzogen.

Darauf wurden die Gewichte $G_{\text{II}}$ gesucht, welche bei gleicher elektrischer Potentialdifferenz der Anziehung der Condensatorplatten das Gleichgewicht hielten, wenn die Platten statt von Luft ganz von der isolirenden Flüssigkeit umgeben waren. Das Verhältniss von $G_{\text{II}}$ zu $G_{\text{I}}$ giebt $K_p$.

Wurden die Condensatorplatten der elektrischen Wage in Luft oder

wenig abnimmt, die Leitungsfähigkeit aber bis zur Concentration von etwa 30 Proc. zunimmt".

p. 793, Z. 16 v. o. ist zu streichen: „und nach demselben das Anwachsen".

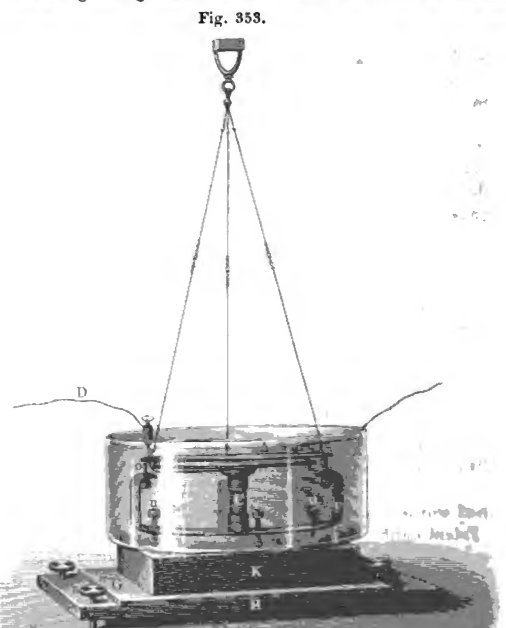
p. 794, Z. 4 v. o. ist zu streichen: „sonst zeigen sich dieselben Erscheinungen, wie im Grove'schen Element".

[1]) Gef. Originalmittheilung des Herrn Quincke, Berl. Sitzungsb. 5, p. 4, 1883*; Wied. Ann. 19, p. 705, 1883*. — [2]) Faraday, Exp. Res. §. 1224 und 1297*. — [3]) Maxwell, Elekt. and mag. I, §. 111, 124*.

in isolirender Flüssigkeit bis zu derselben Potentialdifferenz geladen und durch einen Multiplicator entladen, so gab das Verhältniss der Multiplicatorausschläge die Dielektricitätsconstante $K$.

Schliesslich wurde die obere Condensatorplatte entfernt und durch eine gleich grosse Platte mit einem kurzen verticalen Metallrohr in der Mitte ersetzt, welches mit einem Schwefelkohlenstoffmanometer und einem langen Kautschukschlauch mit Hahn in Verbindung stand. Durch den Kautschukschlauch wurde eine flache Luftblase in den Raum zwischen den Condensatorplatten in der isolirenden Flüssigkeit geblasen, welche beide Platten in zwei gleich grossen Flächen von 2 bis 5 cm Durchmesser be-

Fig. 353.




rührte und der Hahn geschlossen. Wurden beide Platten jetzt auf dieselbe elektrische Potentialdifferenz gebracht, für welche die Gewichte $G_{I}$ und $G_{II}$ gemessen worden waren, so wirkte der durch Gleichung 1) bestimmte elektrische Querdruck im Inneren der Flüssigkeit dem elektrischen Querdruck im Inneren der Luftblase entgegen und die Höhendifferenz der

Sperrflüssigkeit im Manometer nahm zu um eine Grösse $h$. Bezeichnet man das specifische Gewicht der Sperrflüssigkeit mit $\sigma$, so ist

$$h\,\sigma = \frac{K_s - 1}{8\,\pi}\,\frac{P^2}{a^2} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 2)$$

Für dieselbe Potentialdifferenz $P$ und denselben Abstand $a$ der Condensatorplatten von der Oberfläche $O$ war früher die Zugkraft ‡ den elektrischen Kraftlinien im Inneren der Flüssigkeit für die Flächeneinheit gefunden worden

$$\frac{G_{\text{II}}}{O} = \frac{K_p}{8\,\pi}\,\frac{P^2}{a^2} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 3)$$

oder durch Division beider Gleichungen

$$K_s = 1 + \frac{h\,\sigma\,O}{G_{\text{II}}} \cdot K_p \quad \ldots\ldots\ldots \quad 4)$$

Die Grösse der Oberflächenspannung der isolirenden Flüssigkeiten wurde bei längerer Einwirkung elektrischer Kräfte nicht geändert.

Die in der folgenden Tabelle enthaltenen Resultate der Messungen zeigen $K_p$ nahezu gleich $K_s$ und stets grösser als $K$. Ebensowenig ist $K$ gleich dem Quadrate des Brechungsexponenten für unendlich lange Lichtwellen, wie es die Maxwell'sche[1]) Theorie verlangt.

---

[1]) Maxwell, Electr. II, §. 788.

## Tabelle A.

| Nr. | | Spec. Gew. bei ° C. | | Brechungs-exponent $n_D$ | Temp. °C. | Dielektricitätsconstante bestimmt mit | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | | | | Condensator-capacität $K$ | Längs-Druck $K_p$ | Quer-Druck $K_s$ |
| 1 | Aether . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . | 0,7205 | 14,90° | 1,3605 | 6,60° | 3,364 | 4,851 | 4,672 |
| 2 | Aether (über gebranntem Marmor gestanden) . . | " | " | 1,3594 | 8,37 | 3,323 | 4,623 | 4,660 |
| 3 | 5 Vol. Aether + 1 Vol. Schwefelkohlenstoff . . . | 0,8134 | 16,40 | 1,4044 | 8,50 | 2,871 | 4,136 | 4,392 |
| 4 | 1 Vol. Aether + 1 Vol. Schwefelkohlenstoff . . . | 0,9966 | 16,60 | 1,4955 | 10,50 | 2,458 | 3,539 | 3,392 |
| 5 | 1 Vol. Aether + 3 Vol. Schwefelkohlenstoff . . . | 1,1360 | 17,40 | 1,5677 | 5,30 | 2,396 | 3,132 | 3,061 |
| 6 | Schwefel in Schwefelkohlenstoff (19,5 Proc.) . . . | 1,3623 | 12,60 | 1,6797 | 8,68 | 2,113 | 2,870 | 2,895 |
| 7 | Schwefelkohlenstoff (Kahlbaum) . . . . . . . | 1,2760 | 12,20 | 1,6386 | 7,50 | 2,217 | 2,669 | 2,743 |
| 8 | Schwefelkohlenstoff (Heidelberg) . . . . . . . . | 1,2796 | 10,20 | 1,6342 | 12,98 | 1,970 | 2,692 | 2,752 |
| 9 | 1 Vol. Schwefelkohlenstoff + 1 Vol. Terpentinöl | 1,0620 | 17,80 | 1,5442 | 10,92 | 1,962 | 2,453 | 2,540 |
| 10 | Benzol (aus Steinkohlentheer) . . . . . . . . . | 0,8825 | 15,91 | 1,5035 | 13,20 | 1,928 | 2,389 | 2,370 |
| 11 | Benzol (aus Benzoësäure) . . . . . . . . . . . | 0,8822 | 17,64 | 1,5050 | 14,40 | 2,050 | 2,325 | 2,375 |
| 12 | Leichtes Benzol . . . . . . . . . . . . . . . . . | 0,7994 | 17,20 | 1,4535 | 11,60 | 1,775 | 2,155 | 2,172 |
| 13 | Rapsöl . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . | 0,9159 | 16,40 | 1,4743 | 16,41 | 2,443 | 2,385 | 3,296 |
| 14 | Terpentinöl . . . . . . . . . . . . . . . . . . . | 0,8645 | 17,10 | 1,4695 | 16,71 | 1,940 | 2,259 | 2,356 |
| 15 | Steinöl . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . | 0,8028 | 17,00 | 1,4483 | 16,62 | 1,705 | 2,138 | 2,149 |

Zu Bd. II, §. 60. Weitere Versuche über die Erwärmung der Dielektrica durch abwechselnde Polarisation sind von Naccari und Bellati[1]) angestellt worden. Sie setzten in ein Reagenzglas ein zweites mittelst eines Korkes ein und liessen in den mit Petroleum gefüllten Zwischenraum zwischen beiden ein Capillarrohr eintreten. Die vereinten Reagenzgläser wurden aussen und innen mit Stanniol bedeckt, auch das innere mit Quecksilber gefüllt. Die Belegungen wurden mit den Polen eines Inductoriums unter Vermeidung jeder Funkenstrecke verbunden. Dabei ergab sich eine Ausdehnung des Petroleums. Benzin verhielt sich ebenso. Wurde in den Inductionskreis eine Leydener Flasche eingefügt, so wurden noch bedeutendere Wirkungen erhalten.

Die Aenderung kann nicht von den Volumenänderungen des Gefässes durch den elektrischen Druck herrühren, da sie auch noch einige Zeit nach der Entladung andauert. Auch zeigt sie sich bei einem mit Wasser gefüllten Apparat sehr viel schwächer (Steigung 0,35 bis 0,20) als bei einem gleichen Apparat voll Petroleum (10,8 bis 9,3), so dass sie auch nicht von einer etwaigen Zersetzung der Flüssigkeit bedingt sein kann.

Wurde das innere Reagenzglas beiderseits mit Stanniol bedeckt und wieder die innere Belegung direct, so wie die äussere durch einen durch den Kork hindurchgehenden isolirten Draht mit den Polen des Inductoriums verbunden, so zeigte sich wiederum das Ansteigen des Petroleums zwischen den Gläsern.

Auch wurde in ein mit Benzin gefülltes und in Sägespänen ruhendes Glas ein 4 cm hoher, 3,3 cm dicker, an beiden Enden offener Kupfercylinder und in denselben ein zweiter, 4 cm hoher, 1,6 m weiter, unten geschlossener und oben in Form einer Flasche zu einem Hals verjüngter Kupfercylinder gesetzt. In letzteren war ein horizontal verlaufendes Capillarrohr eingefügt, dessen Ende in ein Glas voll Benzin tauchte. Bei Verbindung beider Metallcylinder mit dem Inductorium ergab sich stets eine Ausdehnung der Luft im inneren Cylinder. Bei Füllung des Glases mit Wasser oder Luft ergab sich nichts.

Aehnliche Resultate zeigten sich an einem aus einem Reagenzglas gebildeten Bunsen'schen Voltameter mit 40 qcm grossen, 5,5 mm von einander entfernten Platinelektroden bei abwechselnder Elektrisirung der Elektroden und Aufsetzen eines Capillarrohres auf die Oeffnung.

Ein Strom, welcher etwa durch die Flüssigkeit zwischen den Cylindern des oben beschriebenen Apparates hindurchging, konnte mittelst eines empfindlichen Galvanometers nicht nachgewiesen werden, selbst wenn nur die Oeffnungsinductionsströme zum Apparat geführt waren.

Bei zwei solchen Apparaten mit verschieden grossen Weissblechplatten (im Verhältniss von 1 : 2) fiel die Ausdehnung an dem grösseren

---

[1]) Naccari und Bellati, Atti di Torino 17, 26. März 1882; Beibl. 6, p. 592.

Apparat grösser aus, während, wenn dieselbe von einer Leitung des Stromes herrührte, die des grösseren nach dem Joule'schen Gesetz hätte kleiner sein müssen.

Somit ist die Erwärmung der Dielektrica durch die wechselnde dielektrische Polarisation zweifellos.

Zu Bd. II, §. 66. Colley[1]) hat sich bemüht zu zeigen, dass auch in Elektrolyten eine dielektrische Polarisation neben der gewöhnlichen Polarisation zu beobachten ist. Ein Condensator, bestehend aus drei in einer Metallwanne liegenden, durch flache Hartgummistückchen im Abstand von 0,152 cm erhaltenen versilberten Spiegelglasplatten von 75 cm Länge und 50 cm Breite, deren mittlere beiderseits, deren obere und untere, welche mit einander verbunden waren, nur auf der der mittleren zugekehrten Seite versilbert waren, besass nach der Berechnung eine Capacität von 0,004364 Mikrofarad. Die Wanne wurde mit Flüssigkeiten gefüllt. Dieser Condensator wurde durch einen Commutator, bestehend aus einem herabfallenden Eisenhammer, welcher drei Quecksilbercontacte vermittelte, nach Loslösung von der Verbindung mit der Säule momentan mit einem Spiegelgalvanometer verbunden und dann eventuell noch die übrig bleibende Elektricitätsmenge durch das Galvanometer geleitet, worin sie einen schwachen, nachbleibenden Strom erzeugt. Die erste Entladung soll der dielektrischen, die zweite der galvanischen Polarisation entsprechen. Bei den meisten Versuchen wurde die volle Entladung insgesammt bestimmt. Als Flüssigkeiten dienten Lösungen von ölsaurem Blei in Benzol, welches sich durch langdauernde Ströme direct zersetzt, Petroleum, Aether, Baumöl, Oelsäure, Eisenchlorid gelöst in Benzol. Benzol giebt nur einen Anfangsstrom, keinen Polarisationsstrom; Petroleum zeigt schwache Leitung, das ölsaure Blei in Benzol zeigt einen starken andauernden Strom, welcher den ersten Strom überdauert. Ganz reiner Aether isolirt sehr vollkommen.

Zu Bd. II, §. 97. Die §. 97 entwickelte Theorie des Elektrophors hat v. Bezold[2]) vollständiger unter Berücksichtigung der Dielektricitätsconstante ausgeführt, welche l. c. gleich Eins gesetzt ist. Die wesentliche Abänderung ist, dass man an Stelle der Dicke des Dielektricums dieselbe dividirt durch die Dielektricitätsconstante zu setzen hat.

Zu Bd. II, §. 100. Citat: Vergl. auch Villari und Righi, N. Cim. **11**, p. 42, 50*; Beibl. **6**, p. 496*.

Zu Bd. II, §. 135. Eine sehr vollständige mathematische Theorie der elektrischen Volumenänderungen ist von Lorberg[3]) gegeben worden.

Zu Bd. II, §. 135 bis 152. Quincke[4]) hat untersucht, ob die

---

[1]) Colley, Wied. Ann. **15**, p. 94, 1882*. — [2]) W. v. Bezold, Münch. Akademieber. 9. Febr. 1884*; Wied. Ann. **23**, p. 426*. — [3]) Lorberg, Wied. Ann. **21**, p. 300, 1884*. — [4]) Quincke, Gef. Originalmittheilung, Wied. Ann. **19**, p. 545, 1883*.

durch Elektrisiren hervorgerufenen Volumenänderungen von Thermometercondensatoren (Bd. II, §. 135 bis 143, 152) von elektrischen Druckkräften (Bd. II, §. 156) herrühren, wenn diese ähnlich wie ein hydrostatischer Druck auf die Glaswand des Condensators wirken. Der elektrische Druck ist auf der inneren Belegung (bis 0,13 Atmosphären und mehr) grösser als auf der äusseren Belegung (wo er 2 Atmosphären und mehr betragen kann).

Um die von ungleicher Elasticität des Glases herrührenden Fehlerquellen zu vermeiden, wurde durch besondere Versuche die Volumenänderung gemessen, welche die kugelförmigen oder cylindrischen Condensatoren bei einseitigem oder zweiseitigem hydrostatischem Druck erfuhren. Mit diesen empirisch bestimmten Volumenänderungen wurde die von den elektrischen Kräften hervorgerufene Volumenänderung verglichen.

Die elektrische Capacität der Thermometercondensatoren (Bd. I, §. 121 bis 122) wurde mit der eines Plattencondensators (Bd. I, §. 160) von bekannten Dimensionen durch Multiplicatorausschläge verglichen und aus dem absoluten Werth der Capacität die Dielektricitätsconstante des Glases berechnet (Bd. II, §. 26). Dieselbe betrug bei den cylindrischen Condensatoren aus Flintglas 3,6 bis 7; bei den aus demselben Flintglas geblasenen Kugelcondensatoren 9 bis 14, bei den Kugelcondensatoren aus Thüringer Glas 10 bis 25.

Die elektrische Potentialdifferenz der Belegungen wurde mit einem Schraubenelektrometer von Sir William Thomson (Bd. I. §. 199) oder einem Righi'schen Reflexionselektrometer gemessen, deren Angaben durch Vergleichung mit einer elektrischen Wage in absolutem Maass bekannt waren.

Den verschiedenen Schlagweiten in Luft zwischen Messingkugeln von 20 mm Durchmesser entsprachen folgende Potentialdifferenzen:

| Schlagweite | 1 | 2 | 3 | 4 | mm |
|---|---|---|---|---|---|
| Potentialdifferenz | 14,78 | 26,39 | 37,31 | 46,69 | C. G. S. |
| „ | 3950 | 7056 | 9976 | 12475 | Dan. |
| Schlagweite | 5 | 6 | 7 | 8 | mm |
| Potentialdifferenz | 56,35 | 66,62 | 75,25 | 83,89 | C.G.S. |
| „ | 15070 | 17810 | 20120 | 22430 | Dan. |

Die Volumenänderung der Thermometercondensatoren sollte proportional der Dielektricitätsconstante des Glases und proportional dem Quadrate des Quotienten aus Potentialdifferenz und Abstand der Belegungen sein. Die Versuche zeigten aber erhebliche Abweichungen von diesen Beziehungen. Im Allgemeinen war die berechnete Volumenänderung von derselben Ordnung, aber erheblich grösser, als die beobachtete.

Bei Condensatoren aus Glimmerplatten mit der Dielektricitätsconstante 6,8 bis 7,5 war die Uebereinstimmung zwischen berechneten und beobachteten Volumenänderungen noch geringer als bei Glas.

Bei längerer Einwirkung constanter elektrischer Kräfte zeigte sich bei den Thermometercondensatoren aus Flintglas oft noch eine Volumenzunahme, wenn das Elektrometer schon eine Abnahme der elektrischen Kraft erkennen liess.

Zu Bd. II, §. 159 bis 161. Isolirende Flüssigkeiten zeigen nach Quincke[1]) zwischen parallelen ebenen Nickelelektroden von 20 bis 40 cm Länge und 0,03 cm Abstand mit einer constanten Potentialdifferenz von 20 bis 80 C. G. S. in einem passenden Interferenzapparat untersucht bald eine Zunahme, bald eine Abnahme des Brechungsexponenten. Es laufen fortwährend Ausbiegungen oder Wellen über die dunkeln Interferenzstreifen fort. Die Flüssigkeit wird zwischen den elektrisirten Elektroden heftig hin- und hergetrieben. Diese Bewegungen rufen Aenderungen (Zu- und Abnahme) des hydrostatischen Druckes und durch Reibung eine Temperaturerhöhung der Flüssigkeit hervor, denen bald eine Volumenvermehrung oder Abnahme des Brechungsexponenten, bald eine Volumenverminderung oder Zunahme des Brechungsexponenten entspricht.

Zu Bd. II, §. 163. Isolirende Flüssigkeiten wurden von Quincke[2]) auf ihr optisches Verhalten in Flüssigkeitscondensatoren mit ebenen Elektroden (Fig. 354) untersucht, die durch Flintglasstäbchen von einander und von den durch planparallele Glasplatten geschlossenen weiteren Glasröhren isolirt waren, welche die möglichst reine und möglichst staubfreie Flüssigkeit enthielten. Durch zwei Seitenröhren gingen die mit Flintglas isolirten Drähte, welche die Elektroden mit der Erde oder mit der inneren Belegung einer grossen Leydener Batterie verbanden. Haben die Elektroden die Länge $l$ cm, den Abstand $a$ und die Potentialdifferenz $P$, gemessen im C. G. S.-System, so ist der in Wellenlängen gemessene Gangunterschied $d$, um welchen das ‡ den elektrischen Kraftlinien polarisirte Licht gegen das $\perp$ zu den elektrischen Kraftlinien polarisirte Licht beschleunigt ist, nahezu durch die Gleichung gegeben:

Fig. 354.

$$d = B \cdot \frac{l}{100} \frac{P^2}{a^2}.$$

Die Grösse $B$ nimmt mit wachsender Wellenlänge ab und wird um so

[1]) Quincke, Gef. Originalmittheilung, Wied. Ann. 19, p. 773, 1883*. — [2]) Quincke, Gef. Originalmittheilung, Berl. Sitzungsb. p. 4, 1883*; Wied. Ann. 19, p. 729, 1883*.

kleiner gefunden, je grösser die Länge der elektrisirten Flüssigkeit ist. Geringe Beimengungen fremder Substanzen haben bedeutenden Einfluss auf $B$, da dieses proportional der Dielektricitätsconstante der betreffenden Flüssigkeit ist.

Mit einem Babinet'schen Compensator wurde $B$ in Wellenlängen $\lambda$ für die Fraunhofer'sche Linie $D$ gefunden:

Tabelle B.

Elektrische Doppelbrechung.

| Flüssigkeit | $B \cdot 10^6$ |
|---|---|
| | $\lambda$ |
| Schwefelkohlenstoff (Kahlbaum) | 32,798 |
| Schwefelkohlenstoff (Heidelberg) | 31,948 |
| 3 Vol. Schwefelkohlenstoff + 1 Vol. Aether | 27,252 |
| 1 Vol. Schwefelkohlenstoff + 1 Vol. Aether | 19,476 |
| 1 Vol. Schwefelkohlenstoff + 5 Vol. Aether | 4,422 |
| Schweres Benzol (aus Steinkohlentheer) | 4,460 |
| Reines Benzol (aus Benzoësäure) | 3,842 |
| Leichtes Benzol | 2,970 |
| Terpentinöl | 0,109 |
| Rapsöl | —2,273 |
| Aether (frisch destillirt) | —6,400 |
| Aether (über gebranntem Marmor gestanden) | —6,685 |
| Schwefel in Schwefelkohlenstoff gelöst (19,5 proc.) | 32,67 |

Statt zwischen ebenen Platten, kann man die Flüssigkeit auch zwischen zwei concentrischen Cylindern elektrisiren. Der Phasenunterschied nimmt dann mit der Entfernung vom inneren Cylinder ab.

Bei Schwefelkohlenstoff blieb die elektrische Doppelbrechung dieselbe, wenn die Temperatur sich um 10° änderte.

Bei einer bestimmten Sorte Steinöl nahm $d$ zuerst zu mit wachsendem $P$ und blieb dann constant, wenn $P$ von 55 C. G. S. bis 72 C. G. S. gesteigert wurde.

Bei Rüböl war der Phasenunterschied des ǂ und ⊥ zu den elektrischen Kraftlinien polarisirten Lichtes im ersten Augenblick nach dem Auftreten der elektrischen Kräfte grösser als später. Dabei erschien das Gesichtsfeld längere Zeit, bis zu 30 Secunden, verdunkelt.

Der Phasenunterschied besteht also aus einem veränderlichen und einem bei dauernder Einwirkung elektrischer Kräfte constanten Theile.

Zu Bd. II, §. 284. Anm. Marangoni, Mittel, die Holtz'sche Maschine wirksamer zu machen. Die Scheiben sollen nicht lackirt und von Zeit zu Zeit mit Wasser gewaschen werden. Riv. Sc. industr. **14**, p. 37, 1882*; Beibl. **6**, p. 386*. — Borchardt, Ueber das Lackiren von Holtz'schen Influenzmaschinen. Centralz. f. Opt. u. Mech. **4**, p. 53, 1883*; Beibl. **7**, p. 300*. — Holtz, Influenzmaschinen für lange Funken.



Zeitschr. f. angew. Elektricitätslehre **3**, p. 245, 1881*; desgleichen mit unipolarer Erregung. Carl's Rep. **17**, p. 612, 1881*; Beibl. **6**, p. 245.

Zu Bd. II, §. 291. Anm. Mach[1]) schlägt für Messungen der Leistung einer Influenzmaschine folgende Methode vor:

Die Scheiben liegen horizontal; die feste hängt trifilar an drei gleich langen verticalen Fäden und ist mit einem verticalen Spiegelchen versehen, dessen Ablenkungswinkel $\alpha$ bei Erregung der Maschine gemessen wird. Ohne dieselbe ist der Winkel bei Drehung der unteren Scheibe nicht merklich. Ist $l$ die Länge, $r$ der Abstand der Fäden von der Axe, $P$ das Gewicht der Scheibe, so ist das von der beweglichen auf die feste Scheibe ausgeübte Drehungsmoment gleich $D = Pr^2\alpha/l$, und bei der Umdrehungszahl $n$ die Arbeit $2\pi n D$.

Wird durch die Maschine eine Leydener Flasche geladen, so wächst das Drehungsmoment mit wachsender Ladung. Ist $V$ das an einem absoluten Elektrometer gemessene Potentialniveau, $C$ die durch Vergleichung mit einem Kugelcondensator gemessene Capacität, so ist die am Ende in der Flasche aufgehäufte Energie $^1/_2 CV^2$. Ist $v$ die Summe aller in der Maschine hinter einander geschalteter Niveaudifferenzen in der Maschine, so ist der ökonomische Effect bei der Ladung gleich $V/(V+v)$.

Zu Bd. II, §. 298. In verschiedenen Gasen wirken nach Hempel[2]) die Influenzmaschinen verschieden.

Eine Töpler'sche Influenzmaschine mit verticaler Drehungsaxe wurde in einem geschlossenen Raume, welcher so weit mit Paraffin ausgegossen war, dass die Scheiben eben rotiren konnten, in verschiedenen Gasen in Bewegung gesetzt und die Zahl der Entladungen zwischen den in Luft befindlichen, mit den Belegungen einer Leydener Flasche verbundenen Elektrodenkugeln bestimmt. Bei 850 Umdrehungen erschienen in einer Minute in Luft 45, in Kohlensäure 47, in Wasserstoff, wo die Saugkämme nicht mehr leuchteten, 9 Entladungen; ferner bei 400 Umdrehungen in gewöhnlicher Luft 15, bei einer Atmosphäre Ueberdruck 32 Entladungen. Bei $^1/_2$ Atmosphäre Drück wurde die Flasche nicht mehr geladen.

Zu Bd. II, §. 299. Krüger[3]) hat die Leistung der §. 299 erwähnten Influenzmaschine bestimmt, während sie bei verschiedenen Feuchtigkeitsgraden der Luft unter einem Glaskasten durch ein Laufwerk rotirte. Die feste und bewegliche Scheibe hatten einen Abstand von 1,75 mm, letztere und die Spitzen der Kämme einen solchen von 3,8 mm. Der Feuchtigkeitsgrad wurde durch Klinkerfues'sche Hygrometer bestimmt, welche mit einem Regnault'schen Condensationshygrometer verglichen waren. Die Resultate lassen sich bis zu Feuchtigkeitsgraden von 75 Proc. durch

---

[1]) Mach, Wien. Anz. 1883, 5. Apr., p. 59*; Beibl. **8**, p. 312*. — [2]) Hempel, Chem. Ber. **17**, p. 145, 1883*; Beibl. **8**, p. 313*. — [3]) H. Krüger, Wied. Ann. **22**, p. 252, 1884*.

die Formel $i = i_0 (1 - \varrho^2 / \varrho_0^2)$ darstellen, wo $i_0$ die an einem Galvanometer mit astatischer Nadel gemessene Stromintensität bei absolut trockener Luft, $\varrho$ den relativen Feuchtigkeitsgrad der Luft, $\varrho_0$ denjenigen, bei welchem die Maschine aufhören würde zu arbeiten, bezeichnet. $\varrho_0$ ist etwa 87 bis 87,7; es wächst mit wachsender Umdrehungsgeschwindigkeit. Bei absolut trockener Luft ist die in der Zeiteinheit von der Maschine gelieferte Elektricitätsmenge von der Drehungsgeschwindigkeit unabhängig und in elektrostatischem Maasse gleich $458,33 . 10^5$ Einheiten (mm, mg). Mit vergrössertem Spitzenabstand und Scheibenabstand nimmt die Stromstärke ab.

Zu Bd. II, §. 304. Siehe auch Töpler, Vergleichung der Influenzmaschine und des Inductoriums. Elektrotechn. Zeitschr. **3**, p. 366, 1882*; Beibl. **7**, p. 33*.

Zu Bd. II, §. 320. C. L. Weber [1]) hat das thermoelektrische Verhalten von Amalgamen gegen Kupfer untersucht, indem er in die beiden Enden der das Amalgam enthaltenden U-förmigen Glasröhren nach unten gebogene Kupferbügel einsenkte, welche in Glasröhren mit etwas Quecksilber, die in ein grosses Gefäss voll Wasser eingesenkt waren, tauchten und dort mit den Zuleitungsdrähten zum Galvanometer verbunden waren. Die in das Amalgam gesenkten Enden der Kupferdrähte wurden durch Bäder erwärmt.

Bei Anwendung von reinem Quecksilber war in der Formel von Avenarius für die elektromotorische Kraft $E = (T - t)\{A + b(T + t)\}$, wenn $A = a$ für die Mitteltemperatur von 25° gilt, also $a = E/(T - t) - b\,(T + t - 50)$ ist, $a = 516,6 . 10^{-8}$ D.; $b = 1,31$.

Zinnamalgame folgen nicht dem Gesetze von Avenarius, dasselbe Präparat verhält sich verschieden, namentlich bei höherem Gehalt. Bei niederem Gehalte sind $a$ und $b$ für die Legirungen:

| | $Hg_{118}Sn$ | $Hg_{59}Sn$ | $Hg_{59}Sn_2$ | $Hg_{59}Sn_3$ |
|---|---|---|---|---|
| $a$ | 496,7 | 474,6 | 473,8 | 384,8 |
| $b$ | 1,21 | 1,06 | 0,80 | 0,72 |

Kleine Zusätze von Zinn bis zu 3 Proc. verringern die thermoelektrische Differenz zwischen Kupfer und Quecksilber, grosse bringen das Amalgam dem Quecksilber wieder näher.

Für andere Legirungen findet C. L. Weber die Werthe $a$ und $b$, bezogen auf die Einheit: Daniell gleich $10^{-8}$:

| | $Hg_{216}Ag$ | $Hg_{108}Ag$ | $Hg_{54}Ag$ | $Hg_{414}Pb$ | $Hg_{207}Pb$ | $Hg_{207}Pb_2$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $a$ | 490,6 | 488,6 | 486,2 | 495,0 | 486,0 | 465,2 |
| $b$ | 1,17 | 0,97 | 1,14 | 0,86 | 1,34 | 1,36 |

| | $Hg_{130}Zn$ | $Hg_{65}Zn$ | $Hg_{65}Zn_2$ | $Hg_{224}Cd$ | $Hg_{112}Cd$ | $Hg_{56}Cd$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $a$ | 491,3 | 483,4 | 387,7 | 480,5 | 482,9 | 482,2 |
| $b$ | 1,16 | 1,01 | 1,71 | 1,25 | 1,26 | 1,82 |

[1]) C. L. Weber, Wied. Ann. **23**, p. 447, 1884*.

| | $Hg_{418}Bi$ | $Hg_{261}Bi$ | $Hg_{164}Bi$ |
|---|---|---|---|
| *a* | 471,3 | 454,7 | 423,2 |
| *b* | 1.12 | 0.96 | 0.93. |

Bei den Amalgamen von Blei, Zinn, Wismuth stimmen die Resultate mit denen von Matthiessen, bei denen von Zink und Silber zeigen sich Abweichungen.

Für die folgenden Amalgame sind die Werthe *a* gegen Kupfer:

| Hg | $Hg_{100}Sn$ | $Hg_{100}Ag$ | $Hg_{100}Cd$ | $Hg_{100}Pb$ | $Hg_{100}Zn$ | $Hg_{100}Bi$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 516,3 | 490,0 | 488,2 | 452,7 | 464,4 | 457,5 | 422,1. |

Dieselbe Reihenfolge, mit Ausnahme des Cadmiumamalgams, welches sich zwischen das Zink- und Wismuthamalgam stellt, haben die Amalgame, welche auf 100 Thle. Quecksilber 0,5 Proc. des anderen Metalles enthalten.

Zu Bd. II, §. 340. Wie sehr das thermoelektrische Verhalten harter und weicher Drahtstücke desselben Metalles von den jedesmaligen Umständen abhängt, zeigen Versuche von R. Overbeck [1]), wonach ein durch schwaches Ausglühen erweichtes Stück eines Eisen- oder Stahldrahtes gegen ein hartes Stück desselben Drahtes thermoelektrisch positiv, dagegen ein durch starkes Ausglühen erweichtes Stück gegen ein hartes negativ wird. Die Erhöhung der Beobachtungstemperatur an der Contactstelle innerhalb der zum Ausglühen benutzten Temperaturen ändert dabei nichts an dem thermoelektrischen Verhalten. Aehnliche Verschiedenheiten zeigen Kupfer-, Messing- und Neusilberdrähte nicht, bei denen die Stromrichtung stets dieselbe bleibt. Bei wachsender Spannung ergeben sich bei Benutzung nur eines Drahtes analoge Resultate, wie sie E. Cohn gefunden.

Zu Bd. II, §. 364. Die Versuche von Knott siehe auch ausführlicher Trans. Roy. Edinb. Soc. **30**, p. 271, 1879*; Beibl. **6**, p. 498*. Bei Erwärmung um 1⁰ ist die Aenderung der Potentialdifferenz in Theilen eines Daniells zwischen heissem und kaltem Zink — 0,0028, Eisen — 0,002, Kupfer — 0,001, Zinn — 0,001. Dabei treten dauernde Aenderungen durch Oxydation ein.

Zu Bd. II, §. 383. Weitere Bestimmungen der elektrischen Eigenschaften verschiedener Mineralien sind von Hankel [2]) ausgeführt worden am Helvin, Mellit, Pyromorphit, Mimetesit, Phenakit, Pennin, Dioptas, Strontianit, Witherit, Cerussit, Euclas und Titanit.

Zu Bd. II, §. 390. In ähnlicher Weise, wie ich Bd. II, §. 390 den entgegengesetzten Einfluss des Erwärmens der Krystalle von aussen nach innen oder von innen nach aussen auf ihre thermoelektrische Erregung in Folge der entgegengesetzten Spannungen kurz erwähnt hatte,

---

[1]) R. Overbeck, Wied. Ann. **22**, p. 344, 1884*. — [2]) Hankel, Wied. Ann. **18**, p. 421, 1883*.

haben unabhängig davon Friedel und Curie [1]) einerseits und Röntgen [2]) andererseits die von Hankel beobachteten actinoelektrischen Erscheinungen zu erklären versucht.

Wird demnach eine gleichmässig erwärmte unelektrische Quarzkugel in einen kälteren Raum gebracht, so pressen bei der Abkühlung die äusseren Theile gegen die inneren, die Kugel ladet sich wie bei einem äusseren Drucke; bei weiterer Abkühlung nimmt der Druck ab, die Ladung hört auf, und kann sich sogar umkehren. Bei gleichmässiger Erwärmung der Kugel dehnt sie sich aussen aus und die Ladung ist die entgegengesetzte. Bei localer Erwärmung oder Abkühlung eines Krystalls wird ebenso, wenn dieselbe nicht gerade in einer Ebene fehlender Piezoelektricität liegt, in Folge des entstehenden Druckes und Zuges eine entgegengesetzte Elektrisirung, analog wie bei der Actinoelektricität, auftreten.

Zum Beweise hierfür klebt Röntgen auf eine zur Hauptaxe senkrecht geschnittene Quarzplatte einen Stanniolring von 2 cm innerem und 6 cm äusserem Durchmesser, durchschneidet ihn radial in den Axen fehlender Piezoelektricität, und verbindet die abwechselnden Sectoren mit einem Quadrantelektrometer bezw. mit der Erde. Wird der mittlere stanniolfreie Theil der Platte durch einen heissen Luftstrom oder durch Bestrahlung erwärmt, so erhält jedes Ringstück die Elektricität, welche das ihm zunächst liegende Nebenaxenende durch Zunahme des Druckes in letzterer Richtung erhalten hätte. Wird der centrale Theil abgekühlt, so erscheint die entgegengesetzte Elektrisirung. Wird aber die Platte auf dem äusseren, das Stanniolblatt umgebenden Theil erwärmt, so kehrt sich dieselbe um.

Auch die folgenden Versuche von Friedel und Curie [3]) zeigen den Einfluss der Art des Erwärmens.

Wird ein durch Spaltung erhaltenes Rhombendodekaëder von Blende von Santander in einem Luftbade an einem sehr feinen Faden aufgehängt und gleichmässig von allen Seiten erhitzt, so zeigt sich bei Berührung seiner Oberfläche mit einem mit einem Quadrantelektrometer verbundenen Draht keine Elektricitätsentwickelung, auch nicht an den Enden der hemimorphen Axen. Ebensowenig erhält man Elektricität an Platten, welche parallel den Axen der Hemimorphie geschnitten sind, obgleich sie beim Auflegen einer kleinen erhitzten Halbkugel Pyroelektricität geben. Mit einer grossen Halbkugel, welche über die Platte hinüberragt, erhält man wegen der regelmässigeren Erhitzung schwächere Elektricitätserregung.

Krystalle von chlorsaurem Kali verhalten sich ähnlich, indess sind die Versuche wegen der Hygroskopicität der Substanz schwieriger aus-

---

[1]) Friedel u. Curie, Compt. rend. **96**, p. 1262*; Bullet. de la Soc. Minér. de France. **5**, p. 282, 1882*; Beibl. **7**, p. 302*; siehe ebendaselbst Einwände gegen die Angaben von Hankel über die spiralförmige Elektricitätsvertheilung in erwärmten Bergkrystallen, welche sich nicht bestätigt fand. — [2]) Röntgen, Wied. Ann. **19**, p. 513, 1883*. — [3]) Friedel und Curie, Compt. rend. **97**, p. 61, 1883*; Beibl. **7**, p. 776*.

zuführen. Bei Auflegen eines kleinen auf 100° erhitzten Metallcylinders oder einer grossen erhitzten Halbkugel auf die auf 40 bis 50° erhitzten Krystalle erhält man analoge Resultate, wie bei der Blende.

Boracit ist nach Mallard orthorhombisch, bei 265° und darüber hinaus cubisch. Beim Erwärmen eines Krystalls in einem Luftbade, wobei die eine Fläche auf einer Metallplatte lag, zeigte dieselbe bei Berühren der oberen Fläche mit einem feinen Draht bei hohen Temperaturen (300 bis 320°) keine Elektricität, unter 265° trat sie plötzlich auf und nahm dann nach mehreren Umkehrungen bis auf Null ab.

Hiernach sind hexagonale (Quarz) und cubische Krystalle bei regelmässigem Erhitzen, wenn die Ausdehnungen nach den verschiedenen Axen gleich sind, nicht pyroelektrisch; sie sind es nur bei unregelmässigen Temperaturänderungen oder Compressionen, welche gewisse Axen stärker betreffen, als andere.

In Bezug auf die Thermo- und Actinoelektricität des Bergkrystalls hat Hankel[1]) gegen diese Einwendungen seine Ansichten vertheidigt. Er zeigt durch besondere Versuche, dass die von den Genannten aufgestellte Ansicht, wonach die von Hankel angegebene Lage der thermoelektrischen Pole beim Bergkrystall nur eine Folge ungleichförmiger Erkaltung sei, unrichtig ist, und ebenso, dass ihre weitere Behauptung, dass die an gleichmässig erhitzten Bergkrystallen beim Erkalten in der Luft auf irgend einer Fläche erregte Elektricität gleich Null sein müsse, den Thatsachen widerspricht. Die Lage der thermoelektrischen Pole bleibt dieselbe, mögen die Krystalle in Kupferfeilicht oder in Sand eingehüllt, oder frei in der Luft erkalten.

Die actinoelektrischen Erregungen haben die Herren Friedel und Curie nicht zu beobachten vermocht. Dieser Misserfolg hat nach Hankel seinen Grund in der nicht zweckmässigen Anordnung der Versuche. Hankel hebt die bereits in seiner früheren Abhandlung nachgewiesenen Unterschiede zwischen der Thermo- und Actinoelektricität nochmals besonders hervor, und zeigt durch die Berechnung einer in der früheren Abhandlung mitgetheilten Beobachtungsreihe, dass beim Bestrahlen der Bergkrystalle die Zunahme der elektrischen Spannung in jedem Augenblicke dem Unterschiede zwischen dem bei dieser Bestrahlung eintretenden Maximum und der bereits eingetretenen Spannung, und ebenso die nach dem Aufhören der Bestrahlung eintretende Abnahme stets der noch vorhandenen Spannung proportional ist.

Friedel und Curie suchen sämmtliche thermoelektrische Vorgänge auf die piezoelektrischen (siehe den folgenden Nachtrag) zurückzuführen. Dies ist aber nicht möglich, indem unter den hemimorphen Körpern der Bergkrystall, das neutrale weinsaure Kali und der Struvit der von J. und P. Curie aufgestellten Regel widersprechen, und weil zahlreiche nicht

---

[1]) Hankel, Gef. Originalmittheilung, Wied. Ann. 19, p. 818, 1884*.

hemimorphe Krystalle thermoelektrische Spannungen zeigen, obwohl piezoelektrische auf ihnen nicht beobachtet werden können.

Zu Bd. II, §. 400. Die durch Druck in einem Krystall erzeugte Elektricität bezeichnet Hankel mit dem Namen Piezoelektricität.

Dieselbe ist namentlich für den Bergkrystall Gegenstand genauerer Untersuchungen durch Röntgen[1]) geworden.

In einem normal zur Hauptaxe gelegten Schnitt kann man sich das piezoelektrische Verhalten folgendermaassen vorstellen. Wird der Schnitt durch drei sich unter 60° schneidende Linien in sechs Felder getheilt, so wird der Krystall durch einen durch den Schnittpunkt der Linien gehenden oder ihm parallelen Druck an der einen Seite des Druckes positiv, an der anderen negativ, und diese Elektrisirung wechselt bei Uebergang der Druckrichtung zu den den ersten benachbarten Feldern das Zeichen. Demnach sind die Trennungslinien der Felder Axen fehlender Piezoelektricität; Linien aber, welche gegen dieselben um 30° gedreht, die Mitten der Felder durchschneiden, Axen maximaler Piezoelektricität, deren Enden entgegengesetzt polarisirt werden.

Würde man umgekehrt einen solchen Schnitt in einer nicht mit den Axen fehlender Piezoelektricität zusammenfallenden Richtung der Wirkung einer elektrisirenden Kraft aussetzen, so müsste dadurch die natürliche Doppelbrechung von Strahlen, welche senkrecht zu den elektrischen Kraftlinien hindurch gehen, zu- oder abnehmen, je nach ihrer Richtung und den von ihnen gekreuzten Feldern. Fallen die Kraftlinien in die Axen fehlender Piezoelektricität, so ändert sich die natürliche Doppelbrechung nicht.

Die Hauptaxe des Bergkrystalls ist keine piezoelektrische Axe; weder erzeugt ein Druck in dieser Richtung eine Elektrisirung, noch eine Elektrisirung eine mechanische Veränderung. In Zwischenlagen zwischen den erwähnten treten mittlere Verhältnisse ein.

Um einen Ueberblick über die Versuchsresultate zu geben, beschreiben wir nach Röntgen kurz das Verhalten einer Bergkrystallkugel von 3 cm Durchmesser. Dieselbe wurde auf den Objectträger eines grossen Mikroskops gebracht, in welchen eine einen etwas ausgehöhlten Messingcylinder tragende Hartgummischeibe oder eine ebene ausgehöhlte Messingscheibe gelegt war. Durch Herunterschrauben der mit 2 kg beschwerten Mikroskopröhre wurde die Kugel gepresst. Die Röhre war ebenfalls unten mit einem durch Hartgummi isolirten Messingstift versehen. Der letztere oder ein isolirter, an einzelne Stellen der Kugel gelegter Metallhaken oder eine kleine Messingscheibe wurden mit einem Elektroskop von Bohnenberger verbunden, welches wegen seiner geringen Capacität hier sehr brauchbar ist. Bei einem Druck in der Richtung der Hauptaxe erhielt die Kugel an den Enden derselben keine Ladung; ebensowenig beim Druck in der Richtung der Axen fehlender Piezoelektricität oder in Richtungen, welche

[1]) Röntgen, Wied. Ann. **18**, p. 213, 534*; **19**, p. 319, 1883*.

in die durch die Hauptaxe und letztere Axen gelegten, je einen Winkel von 60° unter einander bildenden Ebenen fallen.

Bei Drucken in Ebenen zwischen den Ebenen fehlender Piezoelektricität laden sich je abwechselnd die benachbarten Felder positiv und negativ; die Maximalladungen finden sich bei Drucken in den Ebenen, welche die Winkel zwischen den Ebenen fehlender Piezoelektricität halbiren, und zwar die grössten, wenn der Druck in einer gegen die Hauptaxe senkrechten Ebene stattfindet.

Zugleich wird bei Drucken in der Richtung einer Axe fehlender Piezoelektricität von der durch die letztere hindurchgehenden Ebene fehlender Piezoelektricität die Kugel in zwei Hälften getheilt, welche sich bez. positiv und negativ laden, entsprechend der je nach der Druckrichtung eintretenden Ladung der benachbarten Felder derselben; im Maximum an den Enden der auf jener Ebene senkrechten Axe maximaler Piezoelektricität. Die Richtung der Elektrisirung ist die durch den Druck in letzterer Richtung angegebene.

Bei Drucken in der Richtung maximaler Piezoelektricität wird die Kugel ebenfalls in zwei Hälften entgegengesetzt geladen, welche durch die auf der Druckrichtung senkrechte Ebene fehlender Piezoelektricität getrennt sind. Die dem Zeichen der in der Druckrichtung liegenden Felder entsprechende Ladung nimmt von den Druckstellen bis zu letzterer Ebene ab.

Bei Drucken in mittleren Richtungen theilt sich auch die Kugel in zwei entgegengesetzt elektrisirte Hälften, welche durch eine durch die Hauptaxe gelegte Ebene getrennt sind, die in dem spitzen Winkel zwischen der Druckrichtung und der zweitfolgenden Axe fehlender Piezoelektricität liegt. Halbirt die Druckrichtung den Winkel zwischen benachbarten Axen maximaler und fehlender Piezoelektricität, so bildet die Trennungsebene mit der Druckrichtung einen Winkel von etwa 45° und das Maximum findet sich an den Enden einer Axe fehlender Piezoelektricität, welche um 45° gegen die Druckrichtung geneigt ist. Die Zeichen der Elektrisirung richten sich nach den der Druckstellen.

Bei Drucken in Richtungen, welche in spitzen Winkeln gegen die Hauptaxe geneigt sind, theilt sich ebenfalls die Kugel in zwei elektrische Felder, welche durch eine durch die Hauptaxe gelegte Ebene getrennt sind; die Resultate schliessen sich denen bei Drucken senkrecht gegen die Hauptaxe unmittelbar an.

Die entsprechenden Resultate wurden bei Untersuchung des optischen Verhaltens einer senkrecht zur Axe geschnittenen Quarzplatte erhalten, deren Seitenflächen auf den Axen maximaler Piezoelektricität senkrecht standen und in den Mitten zweier gegenüberstehender Seitenflächen bis auf eine kleine Stelle in der Mitte angebohrt waren. In die Löcher wurden Drähte eingesetzt, welche mit den Polen einer Holtz'schen Maschine verbunden waren, welche auch mit einem Funkenmikrometer communicirten. Die Quarzplatte wurde in einer Flasche voll Benzol in senkrechter

Lage mit den Elektroden oben und unten der elektrischen Einwirkung ausgesetzt und die mittlere Stelle zwischen zwei gekreuzten Nicol'schen Prismen auf ihr optisches Verhalten untersucht. Eine zweite, vor die Platte gekittete Quarzplatte diente zur Compensation der natürlichen Doppelbrechung der ersten. Das Licht war unter 45° gegen die Hauptaxe polarisirt und ging senkrecht zu der die Haupt- und Nebenaxe enthaltenden Ebene durch die Platte.

Danach erzeugte eine positive Ladung oben, eine negative unten bei einer bestimmten Stellung der Platte (*a*) dieselbe Wirkung wie eine Compression einer Glasplatte in verticaler Richtung, die entgegengesetzte Elektrisirung (*b*) dieselbe Wirkung wie eine Compression in horizontaler Richtung. Bei Umkehrung der Platte, dass das obere Ende nach unten kam, kehrten sich die Verhältnisse um.

Wurde die Platte an den Endflächen mit Stanniolblättern belegt, deren eines zur Erde abgeleitet, deren anderes mit einem Bohnenberger'schen Elektroskop verbunden war, und die Platte mit den belegten Enden zwischen Hartgummiplättchen durch eine Schraubenpresse zusammengepresst, so wurde das bei dem Versuche (*a*) positiv elektrische Ende durch den Druck umgekehrt negativ.

Aus der Vergleichung mit einer durch Druck negativ werdenden Glasplatte folgt also, dass die Doppelbrechung des Bergkrystalls zunimmt, wenn das durch Druck negativ werdende Ende der Nebenaxe positiv elektrisirt wird und umgekehrt.

Standen die halbkugelförmig angebohrten und durch eingesenkte Elektroden elektrisirten quadratischen Flächen einer anderen parallel einer Säulenfläche geschliffenen Platte auf einer Axe fehlender Piezoelektricität senkrecht, so verschoben sich die durch die Nicol'schen Prismen sichtbaren Streifen bei der Elektrisirung nicht. Also ändert eine Elektrisirung in der Richtung der Axen fehlender Piezoelektricität die Doppelbrechung nicht. Dies geschieht auch nicht da, wo die von den Elektroden ausgehenden Kraftlinien seitlich in der Richtung der Hauptaxe des Krystalls, also in der Ebene fehlender Piezoelektricität, verlaufen, was sich auch bei directer Elektrisirung der erst erwähnten Platte in letzterer Richtung bestätigte.

Beim Hindurchblicken in der Richtung der Hauptaxe zeigte eine in gleicher Weise zwischen einer Messingscheibe und einem Messingdraht elektrisirte Platte zwischen gekreuzten Nicols bei parallelem Licht eine Aufhellung des Gesichtsfeldes an einzelnen Stellen, welche bei abwechselnder Elektrisirung wechselten; in convergentem Lichte im Steeg'schen Polarisationsmikroskope wurden bei der Elektrisirung der Platten zwischen zwei mit Quecksilber gefüllten Glasröhren die Kreise im Gesichtsfelde zu Ellipsen, deren grosse Axe einen Winkel von 45° mit den senkrecht zur quadratischen Fläche der Platte verlaufenden Kraftlinien bildete. Befand sich die durch Druck positiv werdende Seite rechts, die negativ werdende links, und wurde die dem Beobachter zugewendete Seite der Platte positiv

elektrisirt, so war die grosse Axe von links oben nach rechts unten gerichtet. Demnach verändert die Elektrisirung in der Axe fehlender Piezoelektricität zwar die Form in der Richtung der Axe nicht, bedingt aber eine Compression bezw. Dilatation in Richtungen senkrecht zur Hauptaxe, welche um 45° gegen die betreffende Axe geneigt sind, was ganz den Versuchen an der Quarzkugel entspricht.

Als Endresultat folgt, dass elektrostatische Kräfte, welche senkrecht zur Hauptaxe des Bergkrystalls in der Richtung maximaler Piezoelektricität wirken, die optische Elasticität in der auf der Hauptaxe senkrechten Ebene in der Richtung parallel und senkrecht zu jener Axe um gleich viel verstärken oder schwächen; wenn aber die Kräfte in der Richtung einer Axe fehlender Piezoelektricität wirken, so sind jene Richtungen um 45° gegen die Kraftlinien geneigt. Bei Elektrisirung in mittleren Richtungen lassen sich die Veränderungen der optischen Elasticität aus dem piezoelektrischen Verhalten der Krystalle ableiten. In der Richtung der Hauptaxe haben die elektrischen Kräfte keinen Einfluss.

Zu Bd. II, §. 400. Beim Zusammenpressen einer 30 mm langen, quadratisch geschliffenen Säule von Bergkrystall, deren Längsaxe mit der Richtung der Hauptaxe und deren eine Seitenfläche mit einer natürlichen Seitenfläche zusammenfiel, hat Kundt [1]) die entsprechenden Resultate gefunden.

Auch hier ergab sich nach Feststellung der Richtung der einen Axe maximaler Piezoelektricität bei der Elektrisirung der darauf senkrechten, mit Metallbelegungen versehenen Seitenflächen mittelst der Holtz'schen Maschine eine Compression, resp. Dilatation in der Richtung derselben Axe je nach der Richtung der Elektrisirung. Dieselbe that sich dadurch kund, dass dabei die Kreise, welche durch zwei gekreuzte Nicols in der Richtung der optischen Axe vor der Elektrisirung auftraten, je nach der Richtung der Elektrisirung elliptisch erschienen, je nach der Elektrisirung mit ihrer Längsaxe parallel den elektrischen Kraftlinien, oder senkrecht dagegen.

Wurden die der Axe maximaler Piezoelektricität parallelen Seitenflächen elektrisirt, so fiel die Längsaxe der Ellipse in die eine oder andere Diagonale der Platte. Diese Veränderungen der Figuren folgen unmittelbar aus den Compressionen und Dilatationen [2]).

Kundt [3]) weist die Thermoelektricität und Piezoelektricität der Krystalle durch ein aufgestäubtes Pulver von Mennige oder Eisenoxyd und Schwefel, bei höheren Temperaturen über 117° C. durch fein vertheilte Kieselsäure nach. Zur Bestäubung dient ein lederner cylindrischer Blasebalg, der am einen Ende mit einem abschraubbaren Deck-

[1]) Kundt, Wied. Ann. 18, p. 228, 1883*. — [2]) Siehe auch Versuche von G. Wulff; Beibl. 8, p. 597, 1884*, gegen die oben erwähnten Anschauungen. — [3]) Kundt, Wied. Ann. 20, p. 592, 1883*.

zur Füllung, am anderen engeren mit einem Stück Mousselin geschlossen ist, welches durch einen Deckel mit 6 mm grosser Oeffnung festgehalten wird. Der Luftstrom darf beim Bestäuben die Krystalle nicht direct treffen.

So kann man an Turmalinen und Bergkrystallen beim Druck und beim Erwärmen die elektrischen Stellen sehr gut erkennen. Wird z. B. eine senkrecht zur Axe geschnittene Bergkrystallplatte in der Verbindungslinie zweier gegenüberliegender Ecken, welche mit einer Richtung maximaler Piezoelektricität zusammenfällt, gepresst, so erscheint die Platte beim Bestäuben mit Mennige-Schwefelpulver an den beiden der einen Druckstelle benachbarten Kanten roth, an denen an der anderen Druckstelle gelb; von der Druckstelle zieht sich gegen die Mitte von der ersten Stelle aus ein gelber, von der anderen ein rother Fleck, welche durch schwarze Stellen von den entgegengesetzten danebenliegenden Feldern getrennt sind. Um 90° gegen die Druckstellen entfernt zeigen sich an den der Druckrichtung parallelen Kanten dunkle Stellen. Wird die Platte zwischen den Mitten zweier gegenüberliegenden Kanten gepresst, so erscheint zwischen diesen Stellen ein sie verbindender dunkler Fleck, zu dessen beiden Seiten die beiden Hälften der Platte roth und gelb gefärbt sind.

Beim Erwärmen eines auf einem Kork in einem Luftbade aufrecht gestellten Bergkrystalls zeigen sich nach dem Bestäuben die Kanten abwechselnd roth und gelb gefärbt. Eine Quarzkugel giebt einen sechseckigen, aus abwechselnd roth und gelb gefärbten Sectoren gebildeten Stern, dessen Mitte dem Ende der Hauptaxe entspricht; auf einer senkrecht zur Axe geschnittenen Platte erscheint ein eben solcher abwechselnd gefärbter Stern, dessen Sectoren durch dunkle von der Mitte einer Kante zu der der gegenüberliegenden gehende, sich nach den Kanten verbreiternde dunkle Räume getrennt sind. Zwillingskrystalle zeigen complicirtere Erscheinungen.

Durch Abdrucken der Figuren auf feuchtes, gummirtes, schwarzes Seidenpapier kann man dieselben dauernd fixiren.

Aehnlich verhalten sich andere Krystalle, deren Untersuchung indess wesentlich mineralogisches Interesse hat.

Vergl. hierüber namentlich die Versuche von Mack[1]) über die Pyroelektricität des Boracits.

Zu Bd. II, §. 403. Die elektrische Ausdehnung des Quarzes in der Richtung seiner Elektricitätsaxe und die Zusammenziehung in der darauf senkrechten Richtung bei der Wirkung einer elektrischen Potentialdifferenz in der Richtung der ersteren ist nach J. und. P. Curie[2]) jener Potentialdifferenz direct proportional. Die elektrische Potentialdifferenz Eins im C. G. S.-System erzeugt dabei eine im gleichen System angegebene Defor-

---

[1]) Mack, Wied. Ann. 21, p. 410, 1884*. — [2]) J. u. P. Curie, Compt. rend. 95, p. 914, 1882*; Beibl. 7, p. 197*.

mation, deren Werth auch die durch den Druck gleich Eins (ein Dyn) in derselben Richtung erzeugte Elektricitätsmenge angiebt.

Die Dilatation in der Richtung der elektrischen Axe ist von den Dimensionen der Platte unabhängig. Die Dilatation senkrecht zur Axe ändert sich mit den Dimensionen und kann also beliebig vergrössert werden. Sie ist gleich der Dilatation in der Richtung der Axe, wenn die axialen Dimensionen gleich sind. Diese Dilatation wurde nachgewiesen, indem eine Quarzplatte auf ihren normal zur elektrischen Axe nahe einander gegenüberliegenden Flächen mit Stanniol bedeckt, mit einer Holtz'schen Maschine und 6 Leydener Flaschen verbunden und daselbst entgegengesetzt elektrisirt wurde. Das eine Ende der gegen die optische und elektrische Axe normalen Längsrichtung der Platte wurde fixirt und gegen das andere ein einarmiger Hebel mit seinem kurzen Arm gelegt. Durch ein am Ende des Hebels befestigtes, mittelst eines Mikroskops beobachtetes Gitter konnten die bei der Elektrisirung langsam erfolgenden Dilatationen nachgewiesen werden, welche zwischen 50 und $61 . 10^{-6}$ mm schwankten, während sie sich zu 48 und $58 . 10^{-5}$ mm berechnen. Die Potentialdifferenzen wurden dabei aus den Schlagweiten zwischen 0,06 m grossen Kugeln nach den Versuchen von Baille berechnet.

Zu Bd. II, §. 407. Weitere Versuche von Gore[1]) mit 13 Metallen in 22 Lösungen ergaben, dass die Metalle im Verhältniss der Zahlen 2,8 : 1 öfter beim Erhitzen positiv wurden, als negativ; in starken Lösungen war das Verhältniss 3,27 : 1, in schwachen 2,29 : 1. Die thermoelektrische Reihe der Metalle in Lösungen ist von der der Metalle unter sich sehr verschieden. Die Lösungen, in denen das heisse Metall thermoelektrisch positiv ist, enthalten meist die stärksten elektropositiven Metalle, Kalium etc. Das höchste Potential erhält man bei Aluminiumplatten in schwachen Lösungen von doppeltphosphorsaurem Natron (bei einer Temperaturdifferenz von 100° gleich 0,66 Volt).

Zu Bd. II, §. 414. Die Ströme beim Einsenken von Metallen u. s. f. in geschmolzene Salze[2]) haben Brard[3]) zur Herstellung einer Briquettekette veranlasst. Er bringt auf ein beliebiges Agglomerat von gewöhnlicher Kohle ein dünnes Amianthpapier und ein Gemisch von 2 Thln. Asche und 1 Thl. Salpeter. Metalldrähte durchsetzen die Kohle und das Salzgemisch und sind an dem einen Ende hinausgeführt. Wird eine solche Briquette mit der dem letzteren Ende abgekehrten Seite in das Feuer gebracht, so erglüht die Kohle, der Salpeter schmilzt und man erhält einen recht constanten Strom.

Zu Bd. II, §. 428. Villari[4]) hat das Gesetz der Erwärmung durch Batterieentladungen auch für Flüssigkeiten erwiesen. Mit Lösun-

[1]) Gore, Proc. Roy. Soc. 22. Nov. 1883*; Beibl. 8, p. 596*. — [2]) S. auch Becquerel, Compt. rend. 38, p. 905, 1854*. — [3]) Brard, Compt. rend. 95 p. 890, 1158, 1882*; Beibl. 7, p. 200*. — [4]) Villari, Atti della R. Acc. dei Lincei. Trasunti 7, p. 297, 1883*; Beibl. 8, p. 132*.

gen von Kupfervitriol oder Zinkvitriol gefüllte Glasröhren von 15 bis 30 mm Durchmesser und 1 m Länge wurden auf beiden Seiten mit Korken geschlossen, und durch den einen Kork ein Capillarrohr gesteckt. Durch die Korke gingen Drähte von Zink oder Kupfer, durch welche die Entladung geleitet wurde. Wie zu erwarten, war die aus der Ausdehnung berechnete Wärmemenge dem Quadrat der Quantität der Elektricität direct und der Oberfläche der angewandten Batterie umgekehrt proportional.

Zu Bd. II, §. 448. Nach Priestley[1]) wird von zwei hinter einander in den Batteriekreis eingeschalteten, verschiedenen dicken Drähten der dickere schwerer zersprengt, ebenso werden der Reihe nach schwerer zersprengt Drähte von Eisen, Messing, Kupfer, Silber, Gold; Zinn ebenso schwerer als Blei, welche Reihe der der zunehmenden Leitungsfähigkeiten entspricht.

Zu Bd. II, §. 451. Um die verschiedene Erwärmung verschieden gut leitender Drähte zu zeigen, spannt Obach[2]) dieselben horizontal aus und verbindet sie hinter einander. Quer über jeden Draht wird ein dünnes Stäbchen aus einer leicht schmelzbaren Wachsmischung gelegt, an welches ein U-förmiger Drahtbügel mit der Krümmung nach unten angehängt wird, der eine massive Glasperle trägt. Wird das Drahtsystem durch einen allmählich gesteigerten Strom langsam erwärmt, so fallen die Perlen je nach dem Widerstande der einzelnen Drähte in Folge des Durchschmelzens der Wachsstäbchen entweder nach einander oder zugleich ab und schlagen dabei untergestellte Glocken von verschiedener Tonhöhe an.

Zu Bd. II, §. 458. Nach einer Berechnung von Dorn[3]) ist die in einem Drahte in der Zeiteinheit entwickelte Wärmemenge pro Minute

$$I^2 \frac{l\sigma}{q}\, 0{,}13703\,\text{g Cal.} \qquad 1)$$

wo $I$ die Stromintensität in Ampères, $l$ die Länge des Drahtes in Centimetern, $q$ sein Querschnitt in Quadratmillimetern, $\sigma$ sein auf Quecksilber bezogener specifischer Widerstand ist.

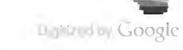
Ist $h$ die äussere Leitungsfähigkeit des Drahtes, d. h. die von 1 qcm seiner Oberfläche an eine um 1° kältere Umgebung pro Minute abgegebene Wärmemenge, ist $v$ die Temperatur derselben, $u$ die des Drahtes, $r$ sein Radius in Millimetern, so ist der Wärmeverlust pro Minute

$$(v-u)\, h \,.\, 2 r \pi l\, 10^{-1}\,\text{g Cal.} \qquad 2)$$

also aus Gleichung 1) und 2), da $q = r^2\pi$ ist:

$$(v-u) = \frac{I^2\sigma}{h r^3}\, 0{,}069423 = \frac{I^2\sigma}{r^3}\, 4{,}350^0\,\text{C.},$$

1) Priestley, Geschichte der Elektricität, deutsch 1772, p. 362, 486*. — 2) Obach, Carl's Rep. 18, p. 651, 1882*; Beibl. 7, p. 302. — 3) Dorn, Ber. über die Elektricitätsausstellung in München 1882, p. 15*.



wenn nach H. Weber[1]), wie für Eisen, $h = 0{,}01596$ gesetzt wird. Kittler[2]) setzt für Kupferdraht $(v - u) = I^2/25\,r^3$, da die obige Formel zu hohe Werthe gebe.

Zu Bd. II, §. 463. Forbes[3]) beweist ebenfalls den Satz $I^2/D^2 = C\,.\,TD$, wo $C = const$ durch das Schmelzen von Wachs auf den Drähten.

Zu Bd. II, §. 470. Man kann das „Thermophon" auch in der Weise construiren, dass man durch einen das eine Ende einer Glasröhre abschliessenden Kork zwei ungleich lange Drähte in das Innere führt und daselbst zwischen ihnen eine etwa 5 cm lange Spirale von möglichst dünnem Platindraht einschaltet. Das freie Ende der Röhre ist mit einem Schallbecher versehen. Beim Durchleiten von intermittirenden Strömen durch die Spirale hört man den entsprechenden Ton[4]).

Zu Bd. II, §. 470. Anmerkung. Siehe auch Ferguson, Proc. Roy. Soc. Edinb. **10**, p. 700, 1879—80; Beibl. **5**, p. 217, welcher zeigt, dass auch lose aufgehängte Eisendrähte beim Durchleiten eines unterbrochenen Stromes tönen.

Zu Bd. II, §. 477. Die Temperatur im Leitungsdrahte eines galvanischen Stromes hat bereits Streintz[5]) berechnet und auch experimentell durch Auftropfen von Stearinpünktchen auf eine dickwandige (9 mm innerer, 43 mm äusserer Durchmesser) und eine dünnwandige Röhre (8 und 9 mm Durchmesser) gezeigt, dass beim Durchleiten von so weit erwärmtem Wasser, bis das Stearin schmilzt, bei der dickwandigen Röhre die Temperatur des Wassers bis zu 2,5° höher sein musste. Auch hat er den Unterschied der Länge eines durchweg gleichmässig erwärmten und eines durch den Strom erwärmten Drahtes berechnet, deren Oberflächentemperaturen die gleichen sind.

Ist $i$ die Intensität des durch einen Draht geleiteten Stromes, $w$ der specifische Widerstand des Drahtes, $k$ sein Wärmeleitungsvermögen, $a$ sein Radius, $\tau$ die Oberflächentemperatur, $U$ die Temperatur der umgebenden Luft, $H$ der Coefficient der äusseren Leitungsfähigkeit, so ist die Temperatur an einer im Abstande $r$ von der Axe entfernten Stelle

$$u = \tau + \frac{wi^2}{4k}(a^2 - r^2) \text{ oder } = U + \frac{wi^2}{2H} + \frac{wi^2}{4k}(a^2 - r^2).$$

Zu Bd. II, §. 494. Leitet man nach v. Waltenhofen[6]) durch eine unsymmetrisch construirte Thermosäule, z. B. eine Noë'sche Thermosäule mit ungleich grossen Löthstellen, zunehmend stärkere Ströme in abwechselnd entgegengesetzter Richtung, so verhält sich das Peltier'sche Phänomen verschieden. In einem Falle, wo die Ströme in den

---

[1]) H. Weber, Pogg. Ann. **146**, p. 257, 1872*. — [2]) Kittler, Wied. Ann. **24**, p. 604, 1885*. — [3]) Forbes, Zeitschrift für angewandte Elektricitätslehre **4**, p. 624, 1882*; Beibl. **7**, p. 120*. — [4]) W. Preece, Dingl. polyt. J. **253** p. 200, 1884*; Beibl. **8**, p. 729*. — [5]) Streintz, Pogg. Ann. **160**, p. 4.. 1877*. — [6]) v. Waltenhofen, Wied. Ann. **21**, p. 360, 1884*.



Löthstellen, wo die Heizstifte eingefügt sind, von den Stäben zu den Drähten, vom positiven zum negativen Metall übergehen, wachsen die demselben entsprechenden, den Ladungsströmen entgegengerichteten Entladungsströme, im anderen wachsen sie bis zu einem Maximum, nehmen bis zu Null ab und gehen mit steigender Intensität des Ladungsstromes in die demselben gleiche Richtung über. Die Temperaturänderungen an den Löthstellen lassen sich je nach der Stromesrichtung gleich $\mp p_1 i + r_1 i^2$ und $\pm p_2 i + r_2 i^2$ setzen, wo $r_1$ und $r_2$ den Leitungswiderständen $\varrho_1$ und $\varrho_2$ an den Löthstellen proportional sind. Demnach ist die gesammte elektromotorische Kraft proportional $\mp (p_1 + p_2) i + (r_1 - r_2) i^2$, wo das obere Vorzeichen gilt, wenn der Ladungsstrom in der Löthstelle von grösserem Widerstande vom positiven zum negativen Metall übergeht. Sind die Löthstellen einander gleich, so ist $r_1 = r_2$ und die elektromotorische Kraft proportional $i$. Kann man den Gesammtwiderstand der Schliessung als unveränderlich ansehen, so stellt obiger Ausdruck bei Multiplication mit einer Constante auch die Intensität des Peltier'schen Stromes dar.

Zu Bd. II, §. 500. A. Campbell[1]) hat die Peltier'sche Erscheinung bei verschiedenen Temperaturen weiter untersucht.

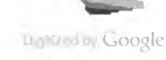
Ein U-förmiger Streifen von Blei oder anderen Metallen ist an den unteren Enden mit zwei Eisenblechplatten verlöthet, von deren Enden Kupferdrähte zu Quecksilbernäpfen führen. Auf die Contactstellen von Eisen und Blei werden, getrennt durch dickes Papier, die abwechselnden Löthstellen einer 12- bis 20gliederigen Eisen-Neusilber-Thermosäule gebracht. Der Apparat wird in Watte gehüllt und in eine mit Flanell umgebene Zinnbüchse gebracht, die in ein grösseres mit kochendem Wasser gefülltes Blechgefäss eingesetzt ist. Je 30 Secunden lang wird ein Strom durch das Bleieisenelement in der einen oder anderen Richtung geleitet und dazwischen 30 Secunden unterbrochen. Dabei ergiebt sich das Verhältniss $Z$ der beobachteten Peltier'schen thermoelektrischen Wirkung bei niederer zu der bei höherer Temperatur:

| | Nied. Temp. | Höhere Temp. | $Z$ | $Z_1$ | $P$ |
|---|---|---|---|---|---|
| Fe-Pb | 20° | 85° | 0,991 | 1,02 | — |
| Fe-Neusilber | 20 | 93 | 0,86 | 0,803 | — |
| Pb-Ag | 22,5 | 98,5 | 0,582 | 0,545 | — |
| Fe-Zn | 23,8 | 99 | 1,43 | 1,36 | — |
| Fe-Zn | 23,8 | 99 | 1,43 | 1,404 | 198 |
| Pb-Zn | 17 | 96,8 | 0,416 | 0,4275 | — 79 |
| Zn-Ag | 18 | 98,5 | 0,730 | 0,638 | —330 |
| Pb-Ag | 18,6 | 95,5 | 0,682 | (0,636) | — |

Die Zahlen $Z_1$ sind aus dem neutralen Punkt $P$ berechnet.

---

[1]) A. Campbell, Proc. Roy. Edinb. Soc. 1882—83, p. 807*; 1883—84, p. 293*; Beibl. 8, p. 231, 710*.



Zu Bd. II, §. 502. Trowbridge und Penrose[1]) haben die sogenannte Fortführung der Wärme durch den Strom in einem 45 cm langen, 2,6 cm breiten und 2 mm dicken Nickelstreifen untersucht, indem sie ihn horizontal hinlegten, auf eine Stelle eine Glimmerplatte und darauf eine mit einem Galvanometer verbundene Thermosäule setzten und einen Strom von sechs Bunsen'schen Elementen im einen oder anderen Sinne hindurchleiteten, während der Streifen am einen Ende durch einen Bunsen'schen Brenner erhitzt wurde, andererseits die Lufttemperatur hatte. Danach wird mehr Wärme unter der Thermosäule entwickelt, wenn der Strom von dem kalten zum warmen Ende geht. Nickel ist nach Thomson's Bezeichnung negativ.

Magnetische Einflüsse ändern die Wirkung durchaus nicht.

Bei Vergleichung des Verhaltens eines Nickel- und eines Kupferstreifens und Beobachtung der Temperatur nach jeder Minute ergab sich der dem Nickel zukommende Werth in der Reihe von Leroux gleich — 2,25 (Sb = + 64, Cu = + 2, u. s. f.).

Bei Anwendung der Methode von Leroux auf zwei der Länge nach in zwei Hälften geschnittene Zimmermannsbleistifte und Faber'sche Bleistifte war die Wirkung negativ.

Zu Bd. II, §. 533. Budde[2]) hat gegen die Theorie der Thermoelektricität von F. Kohlrausch namentlich den Einwand erhoben, dass kein Grund vorhanden sei, eine Fortführung der Wärme durch den Strom in einem homogenen Draht zwischen Punkten gleicher Temperatur anzunehmen, worauf F. Kohlrausch[3]) geantwortet hat.

Zu Bd. II, §. 560. Statt der im Texte gegebenen gebräuchlichsten Atom- und Aequivalentgewichte theilen wir hier die nach den neuesten Berechnungen von Lothar Meyer und K. Seubert[4]) an die Stelle derselben zu setzenden mit, wie sie theils aus chemischen, theils aus elektrolytischen Bestimmungen folgen.

| | Atom-gew. | Aequivalent-gewicht | | Atom-gew. | Aequivalent-gewicht |
|---|---|---|---|---|---|
| Aluminium . . | 27,04 | 9,01 | Beryllium . . . | 9,08 | 4,54 |
| Antimon . . . | 119,6 | 39,87 [23,92][2]) | Blei. . . . . . | 206,39 | 103,20 |
| Arsen . . . . . | 74,9 | 24,97 [14,98][2]) | Bor. . . . . . | 10,9 | 3,63 |
| Baryum . . . . | 136,86 | 68,43 | Brom . . . . . | 76,76 | 76,76 |

[1]) Trowbridge und Penrose, Sillim. J. [3] 24, p. 379*; Phil. Mag. [5] 14, p. 440, 1882*; Proc. Amer. Acad. 1883, p. 214*; Beibl. 7, p. 304, 8, p. 231*. — [2]) Budde, Wied. Ann. 21, p. 277, 1884*. — [3]) F. Kohlrausch, ibid. 23, p. 477, 1884*. — [4]) L. Meyer und K. Seubert, Die Atomgewichte der Elemente, Leipzig 1883*.

| | Atom-gew. | Aequivalent-gewicht | | Atom-gew. | Aequivalent-gewicht |
|---|---|---|---|---|---|
| Cäsium . . . . | 132,7 | 132,7 | Platin . . . . . | 194,3 | 48,57 [5]) |
| Calcium . . . . | 39,91 | 19,95 | Quecksilber . . | 199,8 | 199,8 [99,9] [1]) |
| Cer . . . . . . | 141,2 | 70,6 [47,1] [1]) | Rhodium . . . | 104,1 | 34,7 |
| Chlor . . . . . | 35,37 | 35,37 | Rubidium . . . | 85,2 | 85,2 |
| Chrom . . . . | 52,45 | 26,22 [17,48] [1]) | Ruthenium . . | 103,5 | 25,87 |
| Didym . . . . | 145,00 | 48,33 | Sauerstoff . . . | 15,96 | 7,98 |
| Eisen . . . . . | 55,88 | 27,94 [18,63] [1]) | Scandium . . . | 43,97 | 14,66 |
| Fluor . . . . . | 19,06 | 19,06 | Schwefel . . . | 31,98 | 15,99 |
| Gallium . . . . | 69,9 | 23,3 | Selen . . . . . | 78,87 | 39,43 |
| Gold . . . . . | 196,2 | 65,40 [3]) | Silber . . . . . | 107,66 | 107,66 |
| Indium . . . . | 113,4 | 56,70 | Silicium . . . . | 28,00 | 7,00 [3]) |
| Iridium . . . . | 192,5 | 48,12 | Stickstoff . . . | 14,01 | — |
| Jod . . . . . . | 126,54 | 126,54 | Strontium . . . | 87,3 | 43,65 |
| Kadmium . . . | 111,70 | 55,85 | Tantal . . . . | 182,00 | 36,4 [5]) |
| Kalium . . . . | 39,03 | 39,03 | Tellur . . . . | 127,7 | 63,85 |
| Kobalt . . . . | 58,6 | 29,3 [19,53] [1]) | Thallium . . . | 203,7 | 203,7 |
| Kohlenstoff . . | 11,97 | 2,99 [3]) | Thorium . . . | 231,96 | 57,99 |
| Kupfer . . . . | 63,18 | 31,59 [1]) | Titan . . . . . | 50,25 | 12,56 [3]) |
| Lanthan . . . | 138,5 | 46,17 | Uran . . . . . | 239,8 | 59,95 [2]) |
| Lithium . . . | 7,01 | 7,01 | Vanadin . . . | 51,1 | 10,22 [5]) |
| Magnesium . . | 23,94 | 11,97 | Wasserstoff . . | 1,00 | 1,00 |
| Mangan . . . . | 54,8 | 27,4 [18,3] [1]) | Wismuth . . . | 207,5 | 103,75 [69,2] [1]) |
| Molybdän . . . | 95,9 | 47,95 [16,0] [4]) | Wolfram . . . | 183,6 | 91,8 [30,6] [4]) |
| Natrium . . . | 22,995 | 22,995 | Ytterbium . . . | 172,6 | 57,53 |
| Nickel . . . . | 58,6 | 29,3 [19,53] [1]) | Yttrium . . . . | 89,6 | 29,87 |
| Osmium . . . . | 195,00 | 48,75 | Zink . . . . . | 64,88 | 32,44 |
| Palladium . . . | 106,2 | 26,55 | Zinn . . . . . | 117,35 | 58,67 [29,34] [1]) |
| Phosphor . . . | 30,96 | 10,32 [6,19] [2]) | Zirkonium . . . | 90,4 | 22,60 |

[1]) In den Oxydul- und Oxydsalzen. — [2]) In dem Tri- und Pentachlorid. — [3]) Im Tetrachlorid. — [4]) Im Di- und Hexachlorid. — [5]) Im Pentachlorid.

Zu Bd. II, §. 569. Die höchste zulässige Stromstärke, bei welcher noch sicher die Menge des Kupferniederschlages als Maass der Intensität angenommen werden darf, beträgt ungefähr 7 Ampères pro 1 qdcm der Kathodenoberfläche. Dabei ist eine Distanz der Elektrodenplatten über 1,5 cm vorausgesetzt. Bei geringerem Abstande derselben wird die zulässige Grenze erheblich früher überschritten.

Bezüglich der Gestalt der Platten sind solche vorzuziehen, deren Form sich der des Quadrates nähert [1]).

Zu Bd. II, §. 579. Zwischen den Elektroden und den auf ihnen abgeschiedenen Stoffen können secundäre Localströme entstehen, durch welche die letzteren sich je nach der Dichtigkeit des primären Stromes, der Stärke der Localströme, der Cohärenz des niedergeschlagenen Stoffes mehr oder weniger wieder lösen, so dass die wirklich abgeschiedene Menge zu klein erscheint. Auch hierbei hat aus den angeführten Gründen das Lösungsmittel und das Metall der Elektroden, einen wesentlichen Einfluss. — So wird z. B. bei grösseren Stromesdichten Thallium aus dem Sulfat und Nitrat in sauren Lösungen nicht, in neutralen nur partiell, aus alkalischen vollständig durch den Strom abgeschieden. Aus der Lösung des Sulfats und Lösungen mit organischen Säuren wird Indium ausgeschieden. Chlorvanadium in wässeriger Lösung elektrolysirt, giebt kein Vanadium, sondern wird nur zu Vanadoxyd reducirt. — Wässerige Lösung von Palladiumnitrat giebt sofort Palladium. — Molybdänsäure in ammoniakalischer Lösung giebt am negativen Pol farbige Ringe, dann einen blauen Niederschlag von molybdänsaurem Molybdänoxyd, darauf grünes und darauf schwarzes Oxyd. — Selen wird in sauren und alkalischen Lösungen am negativen Pol abgeschieden; Tellur wird ebenso, aber viel leichter reducirt [2]).

Diese ganz von den jeweiligen Umständen abhängigen Verhältnisse sind rein secundär [3]).

Zu Bd. II, §. 580. Dass eine Anzahl fester Körper, Chlorblei, Bromblei, Jodblei, Jodsilber schon im festen Zustande elektrolytisch zersetzt werden und Polarisation zeigen, haben wir schon Bd. I, §. 556 u. flgde. erwähnt. Dasselbe gilt nach Bd. I, §. 557 vom Glase. Besonders ist letzteres mit den begleitenden Nebenumständen von Warburg [4]) gezeigt worden.

Ein mit Quecksilber gefülltes, mit einem eingesenkten Thermometer versehenes Reagierglas von relativ gut leitendem Thüringer Glase, welches in einem weiteren Glasrohre voll Quecksilber stand, wurde in einem Luftbade auf etwa 300° erhitzt und ein Strom von 30 Bunsen'schen Elementen hindurchgeleitet. Der anfangs 24 000 Mikroampères starke Strom sank nach einer Stunde auf etwa $^1/_{1000}$. Der Grund liegt in einer an der Anode abgeschiedenen, auch die Farben dünner Blättchen zeigenden, sehr fest haftenden Schicht schlecht leitender Kieselsäure. Dieselbe bildet sich nicht, wenn als Anode Natriumamalgam (1 Proc. Na) dient. Die Kieselsäureschicht bedingt, dass das Glas wie ein Condensator

---

[1]) Hammerl, Wien. Ber. [2] **88**, p. 278, 1883*; Beibl. **7**, p. 911*. — [2]) Schucht, Chem. News **47**, p. 209, 1883*; Beibl. **7**, p. 546*. — [3]) Vergleiche auch Versuche von Gore, Nature **27**, p. 326, 1883*; Beibl. **7**, p. 308*; Proc. Roy. Soc. **36**, p. 331, 1884*; Beibl. **8**, p. 710*; Chem. News **49**, p. 205, 1884*; Beibl. **8**, p. 711*. — [4]) Warburg, Wied. Ann. **21**, p. 622, 1884*.

wirkt, wie man sich überzeugen kann, wenn man nach Herstellung der Schicht die Quecksilberbelege durch einen Commutator abwechselnd durch ein Galvanometer mit einer besonderen Säule verbindet und dann letztere durch einen Draht ersetzt, also das Glas abwechselnd durch das Galvanometer ladet und entladet. Die Galvanometerausschläge sind unabhängig von der elektromotorischen Kraft der den Ueberzug bildenden Kette und proportional der Kraft der ladenden Kette (5 bis 20 Bunsen'scher Elemente). Bei hoher Temperatur ist gewöhnlich noch ein schwacher dauernder Strom in Folge der Leitung durch das Glas vorhanden, dessen Intensität viel schneller wächst, als die elektromotorische Kraft der ladenden Säule, was wahrscheinlich von der Erwärmung der Uebergangsschicht herrührt. Für eine 1 qcm grosse, mit Kieselsäure bedeckte Oberfläche betrug z. B. die aus den Galvanometerausschlägen berechnete Capacität 0,0210 Mikrofarad. Bei Abscheidung der Kieselsäure durch eine statt 30, nur 15 Elemente enthaltende Säule war sie 0,0414, da die Kieselsäureschicht dünner war.

Diese Schicht verhindert auch die oberflächliche Leitung auf stark hygroskopischem (Thüringer) Glase, was namentlich bei in kalten Zimmern aufbewahrtem Glase stark hervortritt.

Bei vor dem Einsenken in Quecksilber erwärmten und nachher darin auf 300 bis 320° erhitzten Gläsern von 0,33 mm Wandstärke genügt schon ein 15 Minuten dauernder Strom einer Säule von 15 Bunsen'schen Elementen, bei solchen von 1,75 mm Wandstärke ein $1^1/_2$ Stunde dauernder, um sie gut isolirend zu machen. Zweckmässig leitet man den Strom vorher eine halbe Minute lang in entgegengesetzter Richtung durch das Glas und hebt es öfter aus dem Quecksilber.

Ist das Glas auf der Seite der Anode mit 1 proc. Natriumamalgam, auf der der Kathode mit reinem Quecksilber umgeben, so ändert sich bei langem Durchleiten eines Stromes bei Temperaturen bis über 300° das Gewicht des Glases nur sehr wenig; das die Kathode darstellende Quecksilber enthält aber Natrium, während das Natriumamalgam als Anode mehr und mehr erschöpft wird. Die übergehende Menge Natrium ist äquivalent der in einem gleichzeitig in den Stromkreis eingeschalteten Silbervoltameter abgeschiedenen Silbermenge. Demnach liegt in der That eine Elektrolyse des Glases vor.

Zu den letzterwähnten Versuchen dienten zwei am oberen Ende verschmolzene conaxiale, unten geschlossene Glasröhren, von denen die äussere unten, wo sie elektrolysirt werden soll, dünnwandig (0,28 mm dick), oben dickwandig ist. Der Zwischenraum wird durch einen Tubulus mit Quecksilber gefüllt, in Verbindung mit der Quecksilberpumpe im Vacuum ausgekocht und dann bei $^1/_2$ Atmosphärendruck abgeschmolzen. In das Quecksilber ist durch den oberen Theil der Glaswand ein Platindraht geführt. Das Glas wird in das Natriumamalgam gesenkt, nach längerem Durchleiten des Stromes herausgenommen und gewogen. So betrug die Gewichtszunahme z. B. bei einem etwa $5^3/_4$ Stunden lang

dauernden Strome 0,4623 gm, während die aus dem abgeschiedenen Silber im Voltameter berechnete Zunahme 0,4643 gm hätte sein müssen. Die Eigenschaften des Glases erscheinen in keiner Weise verändert, weder in Bezug auf das optische Verhalten, noch auf die Löslichkeit im Wasser an der Anodenseite, noch in Bezug auf das Volumen, obgleich in einem Falle $^6/_7$ des Natriums desselben durch Natrium aus dem Amalgam ersetzt waren.

Würde bei der Elektrolyse das Anion, $SiO_3$, stark im Glase wandern, so müsste sich auf der Anodenseite lösliches $Na_2SiO_3$ unmittelbar am Glase gebildet haben. Da dies nicht der Fall ist, könnte man wohl mit Warburg annehmen, dass namentlich nur das Kation Na gewandert ist, das Anion aber so ziemlich seine Stelle bewahrt hat.

Zu Bd. II, §. 582 und 593. Aus einem geschmolzenen Gemisch von Natronhydrat, Kieselsäure und Soda und Potasche scheiden sich nach Gore[1]) bei Anwendung einer Platinblechanode (eines Platintiegels, in welchem die Masse geschmolzen wurde) und einer dicken Platindrahtkathode an letzterer schwarze Massen von Kohlenstoff ab.

Bei Anwendung eines Gemisches von kohlensaurem Kali und Fluorkieselkalium scheidet sich Silicium ab. Ein Gemisch von kohlensaurem Kali und Natron mit Platinelektroden giebt Kohle, mit einer Gold- und Silberkathode aber nicht, indem das Natrium von den Elektroden aufgenommen wird. Enthält das Gemisch Borsäure, so erscheint kein freier Kohlenstoff. In Lösungen von Kali, ameisensaurem Natron, Oxalsäure, Pyrogallussäure, Salzsäure, Salpetersäure, Blausäure, concentrirter Schwefelsäure, Wasser, auch wenn ein Strom von Leuchtgas hindurchgeleitet oder $CCl_4$ beigemengt wird, in einer Lösung der aus Schwefelkohlenstoff durch Kalium gebildeten braunen Substanz in Aether entsteht bei Anwendung einer Gaskohlenanode und Platinkathode kein Absatz von Kohle.

Während eine Silberanode in Cyankaliumlösung bei ihrer Auflösung blank und fest bleibt, wird sie in Fluorsilberlösung rauh und brüchig, ohne Gasentwickelung[2]). In den Lösungen von chlorsaurem und überchlorsaurem Silber wird eine Silberanode bald schwarz in Folge von Bildung von Silbersuperoxyd. Sie zerfällt nur langsam. Bei dem ersten Salz nimmt die Stromintensität bald ab, bei dem zweiten nicht.

Zu Bd. II, §. 597. Ausgedehnte Versuche über die Menge der aus Lösungen von Chlorkalium und Chlornatrium an der Anode secundär erzeugten chlorsauren Salze, wobei bei Anwendung von Kohleelektroden sich auch Mellogen bildet, haben Lidoff und Tichomiroff[3]) angestellt. Im Maximum wandeln sich nur 30 Proc. KCl in $KClO_3$, 25 Proc. NaCl in $NaClO_3$ um.

---

[1]) Gore, Chem. News 50, p. 113, 1884*; Beibl. 8, p. 863*. — [2]) Gore, Chem. News 50, p. 150, 1884*; Beibl. 8, p. 864*. — [3]) Lidoff und Tichomiroff, J. d. Russ. phys.-chem. Ges. 14, p. 341, 1882*; Beibl. 7, p. 613*.

Zu Bd. II, §. 604. Als Kathoden in Lösungen von Quecksilbersalzen amalgamiren sich Platin und Aluminium nicht bei schwachen Strömen, wohl aber bei starken. Es bedarf also zur Amalgamation der Wasserstoffentwickelung. Auf diese Weise amalgamirtes Aluminium giebt in verdünnter Säure ein Element, welches Wasser zersetzt. Dabei löst es sich unter Zerstörung des Amalgams und Bildung von Thonerde [1]).

Zu Bd. II, §. 608. Aus Vitriolöl wird noch tagelang nach dem Oeffnen eines hindurchgeleiteten Stromes an beiden Elektroden Sauerstoff entwickelt, auch zuweilen aus der Flüssigkeit in der Nähe der negativen Elektrode. Bei Zusatz von Wasser, Einsenken einer Platinplatte oder Einbringen von feinvertheiltem Platin entweichen reichliche Gasmengen, welche der Zersetzung von Ueberschwefelsäure zuzuschreiben sind [2]).

Zu Bd. II, §. 618. Die Aenderung der Reibung durch elektrolytisch abgeschiedene Gase ist von Waitz [3]) weiter untersucht worden.

Ein an einem Drahte aufgehängter und durch einen daran befestigten Magnet gerichteter, eine Platinblechelektrode enthaltender Thoncylinder rieb sich in einem Glase an einer mit Platinblech belegten Glasplatte. Der ganze Apparat war mit verdünnter Schwefelsäure gefüllt. Vor dem Magnet lag eine ihn ablenkende Spirale. Entwickelte sich durch einen durch die Platinblechelektroden geleiteten Strom an dem äusseren Bleche Sauerstoff oder Wasserstoff, so wurde der Thoncylinder mit Magnet stärker abgelenkt, als ohne denselben, die Reibung vermindert sich dadurch bedeutend. Auch wenn die Gasentwickelung am ruhenden Platinbleche durch einen Strom zwischen demselben und einem ausserhalb des Thoncylinders befindlichen zweiten Bleche hergestellt wurde, trat dasselbe ein, so dass die elektrische Endosmose durch den Thoncylinder nicht die Ursache der Erscheinung ist.

Bei Ersatz des Thoncylinders durch eine polirte, unten mit Quecksilber belastete, möglichst centrisch aufgehängte cylindrische Glasflasche, gegen welche ein etwa 4 bis 6 mm breites, $^1/_2$ bis 1 mm dickes Blech schleifte, wurde die durch zwei Daniell'sche Elemente gelieferte elektromotorische Kraft mittelst der Bd. II, §. 820, beschriebenen Methode von v. Helmholtz von Null bis fast 2 D. geändert. Der durch die ablenkende Spirale geleitete Strom wurde durch einen Pendelapparat stets gleich lange geschlossen und nur der erste Ausschlag des aufgehängten Systems beobachtet. Nach dem Versuche wird der ablenkende Strom eine Zeitlang umgekehrt, um den Glascylinder wieder in seine frühere Lage zurückzuführen.

Danach vermindert in verdünnter Schwefelsäure die Polarisation von Platin mit Wasserstoff die Reibung zunehmend mit wachsenden polarisiren-

---

[1]) Cailletet, Soc. franç. de Physique, 4. April 1884*; Beibl. **8**, p. 830*. — [2]) Gladstone und Tribe, Journ. Chem. Soc. **249**, p. 345, 1883*; Beibl. **8**, p. 45*. — [3]) Waitz, Wied. Ann. **20**, p. 285, 1883*.

den Kräften und vermehrt sie ebenso die Polarisation mit Sauerstoff auf Platin. In Sodalösung bewirkt Wasserstoff eine stetige Abnahme, Sauerstoff nur bis zu $^1/_3$ D. eine Vermehrung der Reibung, welche dann constant bleibt. In Kalilauge ist die Wirkung sehr klein, in Lösung von Kaliumeisencyanür steigt durch Wasserstoffpolarisation bis zu $^1/_2$ D. die Reibung und nimmt dann wieder ab bis unter den ursprünglichen Werth. Die Wirkung des Sauerstoffs ist unsicher. Palladium verhält sich in verdünnter Schwefelsäure wie Platin; in Sodalösung ist die Wirkung nur klein, in Kalilauge vermindert sich die Reibung durch Polarisation mit Wasserstoff bedeutend. Gold verhält sich in verdünnter Schwefelsäure ebenso, nur schwächer, wie Platin, während Koch keinen Einfluss beobachtete; in Sodalösung ist derselbe beträchtlich, in Kalilauge bei der Polarisation durch Wasserstoff ebenso, durch Sauerstoff wird bis zu $^1/_3$ D. eine Zunahme, dann darüber hinaus eine allmähliche Abnahme verursacht. Nickel zeigt bei Polarisation mit Wasserstoff eine Abnahme der Reibung; in Wasser und Kalilauge keine Wirkung.

Tritt sichtbare Zersetzung ein, so vermindern die Gasblasen in allen Fällen die Reibung.

Die Dämpfung von Schwingungen horizontaler, an einem verticalen Drahte aufgehängter Messingscheiben in verdünnter Schwefelsäure änderte sich nicht durch Beladung mit Wasserstoff.

Zu Bd. II, §. 619. Wie Palladiumplatten können sich nach Gouy[1]) auch Goldplatten bei Beladung mit Wasserstoff biegen.

Ein 0,015 mm dickes, 2 mm breites, unten in eine Spitze endendes Goldblatt wird auf einer Seite lackirt, am einen Ende in einer Klemmschraube befestigt und auf eine Länge von etwa 60 mm in verticaler Lage in eine mit etwas Schwefelsäure versetzte Lösung von schwefelsaurem Kupferoxyd eingesenkt. Dient das Blatt als positive Elektrode, so erscheint kein Gas. Oeffnet man den Strom, so verschiebt sich mit Abnahme der Polarisation die Spitze und kehrt nach Schliessen des Stromes in ihre Lage zurück. Verbindet man nach dem Oeffnen des Stromes beide Elektroden unter einander, so springt die Spitze plötzlich in eine andere Lage u. s. f. Eine 4 mm weite, einerseits lackirte Spirale aus einem 1,5 mm breiten und 60 cm langen Streifen von demselben Goldblech, deren unteres Ende in einem Reagirglase voll der Lösung befestigt ist, deren oberes an einem Metalldrahte hängt und einen Spiegel trägt, dreht sich bei der Polarisation und nimmt bei Aenderung derselben plötzlich, bez. wenn der Widerstand der Schliessung grösser ist, etwas langsamer neue Gleichgewichtslagen an[2]).

Schlägt man vorher auf dem Goldblech eine sehr dünne Schicht Kupfer nieder, so verschwinden bei einigen 100 Ohm Widerstand die Bewegungen.

---

[1]) Gouy, Compt. rend. **96**, p. 1495*; Beibl. **7**, p. 713*. — [2]) Aehnliche Versuche von A. Volta, Riv. scient. industr. **15**, p. 284, 1883*; Beibl. **8**, p. 133*.

Der Versuch gelingt auch bei Anwendung von verdünnter Säure mit Gold und Platin als negativer Elektrode, und mit jenen Metallen und auch Silber, Kupfer, Messing, Blei, Zinn als positiven Elektroden. Gold, in salpetersaurem Mangan als negative Elektrode polarisirt, giebt 200 mal grössere Deformationen als die erwähnten.

Zu Bd. II, §. 638. Namentlich in Potaschelösung zerfällt Platin sehr schnell in Platinmohr [1]).

Zu Bd. II, §. 639. Zur Disaggregation einer Retortenkohlenanode ist erforderlich, dass sich an ihr Sauerstoff entwickelt; so zerfällt sie nicht in Lösungen von Chlorwasserstoff, Bromkalium u. s. f. In Flusssäure zerfällt eine solche Anode nur wenig. In Lösungen von antimonsaurem Kali zerfällt Retortenkohle unter Bildung von Stibiomellogen [2]).

Zu Bd. II, §. 656. Glycerin in alkalischer Lösung mittelst Platinelektroden elektrolysirt giebt doppeltkohlensaures Natron, keine Oxalsäure, vielleicht Trioxymethylen, keine Tartronsäure. Erythrit in alkalischer Lösung giebt kohlensaures Kali und Oxalsäure, frei von Weinsäure, zugleich mit Spuren einer braunen organischen Substanz [3]).

Zu Bd. II, §. 657. Mittelst alternirender Ströme einer Siemens'schen Wechselstrommaschine erhält Drechsel [4]) aus einer mit einem gleichen Volumen schwefelsaurer Magnesia und reiner Carbolsäure versetzten Lösung von doppeltkohlensaurer Magnesia zwischen grossen Platinelektroden hauptsächlich Phenolätherschwefelsäure, $C_6H_5OSO_2OH$, dann daneben Ameisensäure, normale Valeriansäure, Oxalsäure, Bernsteinsäure, Malonsäure (?), Brenzcatechin, Hydrochinon, $\gamma$-Diphenol.

Palladiumbleche geben keine den Platinbasen analoge Verbindungen.

Zu Bd. II, hinter §. 665. Die Ueberführungszahlen einer Reihe alkoholischer Lösungen sind von R. Lenz [5]) bestimmt worden. Der Apparat hatte die Fig. 355 gezeichnete Gestalt. In $A$ ist die eine ($b$), in $D$ die andere Elektrode, $C$ ist ein Glasstöpsel zum Schliessen der Flasche $A$ nach der Elektrolyse. Es wurde der Jodgehalt der Lösung in $A$ bestimmt.

Für Jodcadmium sind die Ueberführungszahlen des Jods, umgerechnet auf mittlere Procentgehalte unter Annahme der proportionalen Aenderung derselben innerhalb enger Grenzen bei verschiedenem Alkoholgehalt $v$ die folgenden:

---

[1]) Drechsel, Kolbe's Journal, 29, p. 229, 1884*; Beibl. 8, p. 711*. — [2]) Bartoli und Papasogli, Nuovo Cimento [3] 11, p. 218, 1882*; Beibl. 7, p. 199*; siehe auch Nuovo Cimento [3] 12, p. 135, 1882*; Beibl. 7, p. 121*; Elektrolyse ammoniakalischer Lösungen, N. Cimento [3] 12, p. 135*; Elektrolyse des Glycerins, ibid. p. 181*; Beibl. 7, p. 120*; auch N. Cimento [3] 13, p. 185, 1883*; Beibl. 8, p. 132*; über die Zersetzung von Phenolnatrium u. s. f., ferner l'Orosi 7, 6. Juni 1884*; Beibl. 8, p. 712*; Elektrolyse der Mellithsäure. Diese Erscheinungen sind wesentlich secundär und die dargestellten Verbindungen haben deshalb überwiegend chemisches Interesse, weshalb wir sie hier nur kurz citiren. — [3]) Bizzarini u. Campani, Gaz. chim. ital. 13, p. 490, 1883*; Beibl. 8, p. 45. — [4]) Drechsel, Kolbe's Journ. 29, p. 229, 1884*; Beibl. 8, p. 711*. — [5]) Lenz, Mém. de St. Petersb. [7] 30, 64 S., 1882*; Beibl. 7, p. 403*.

| $v =$ | 0 | 5 | 10 | 15 | 20 | 25 | 30 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 Mol. | 1,135 | 1,110 | 1,089 | 1,073 | 1,072 | 1,077 | 1,088 |
| 1/2 " | 1,044 | 1,021 | 1,017 | 1,022 | 1,032 | 1,044 | 1,070 |
| 1/4 " | 0,929 | 0,914 | 0,915 | 0,922 | 0,934 | 0,952 | 0,974 |
| 1/8 " | 0,808 | 0,818 | 0,831 | 0,851 | 0,876 | 0,899 | 0,928 |

| $v =$ | 35 | 40 | 45 | 50 | 55 | 60 | 65 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 Mol. | 1,108 | 1,130 | 1,160 | 1,193 | 1,226 | 1,262 | 1,300 |
| 1/2 " | 1,070 | 1,088 | 1,120 | 1,159 | 1,192 | 1,229 | 1,265 |
| 1/4 " | 1,000 | 1,028 | 1,058 | 1,089 | 1,121 | 1,160 | 1,198 |
| 1/8 " | 0,959 | 0,989 | 1,019 | 1,052 | 1,088 | 1,127 | 1,170 |

| $v =$ | 70 | 75 | 80 | 85 | 90 | 95 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 Mol. | 1,338 | 1,378 | 1,417 | 1,460 | 1,502 | 1,549 |
| 1/2 " | 1,305 | 1,344 | 1,384 | 1,427 | 1,471 | 1,515 |
| 1/4 " | 1,239 | 1,282 | 1,329 | 1,375 | 1,421 | 1,470 |
| 1/8 " | 1,212 | 1,262 | 1,306 | 1,357 | 1,404 | 1,458 |

In alkoholischen Lösungen von Jodcadmium nehmen also die Ueberführungszahlen des Jods mit wachsendem Alkoholgehalt erst ab und später zu. Dies tritt um so stärker hervor, je salzhaltiger die Lösung ist. Das Minimum der Ueberführungszahlen tritt bei um so stärkerem Alkoholgehalt ein, je concentrirter die Lösung ist. Mit wachsendem Alkoholgehalt wird der Einfluss der Stärke der Lösung auf dieselben immer kleiner.

Fig. 355.

Nimmt man an, dass in den alkoholischen Lösungen das Jodcadmium nur vom Wasser gelöst ist, so ergiebt sich, dass die Zunahme der Ueberführungszahlen nicht nur durch den geringeren Wassergehalt der alkoholreicheren Lösungen bedingt ist, sondern der Alkohol selbst einen directen Einfluss hat.

Die Ueberführungszahl des Jods in Jodkaliumlösungen ist von der Stärke und dem Alkoholgehalt der Lösung unabhängig (0,511 bis 0,520).

Für chromsaures Kali (wobei die die Elektrode enthaltende Röhre in *D* durch ein beiderseits offenes verticales, mit Lösung von kohlensaurem Kali gefülltes Glasrohr ersetzt wurde, in welches die bis auf ihr Ende in eine Capillarröhre eingeschmolzene negative Platinelektrode gesenkt war, und wobei die positive Elektrode aus einem spiralförmigen Magnesiumband bestand) zeigte sich dasselbe Verhältniss. Die Ueberführungszahl ist 0,48 (0,46 bis 0,51).

Zu Bd. II, §. 688. Schwammiges Blei, welches durch Zink aus einem Ueberschusse von Bleiacetatlösung gefällt ist, reducirt salpetersaure

Kali zu Nitrit, schneller bei hohen Temperaturen, langsamer bei Gegenwart von Schwefelsäure. Auch bilden sich Spuren von Ammoniak. Chlorsaures Kali wird für sich nicht, bei Gegenwart von 1 Proc. Schwefelsäure langsam schon bei gewöhnlicher Temperatur zu Chlorkalium reducirt. Bleispäne wirken ebenso, aber viel langsamer [1]).

Zu Bd. II, §. 709. Verbindet man den Kupferdraht einer Zamboni'schen Säule mit dem positiven, den Zinnpol mit dem negativen Conductor einer Influenzmaschine, so zeigt die Säule nach einigen Minuten nach dem Durchgange des Elektricitätsstromes eine bedeutend stärkere, allmählich verschwindende Spannung. Die Säule wird also polarisirt.

Trockene Ladungssäulen hierzu lassen sich auch aus 1 qcm grossen Platten von Bleifolie herstellen, die beiderseits mit Seidenpapier belegt sind, auf welches Bleioxyd mit Wasserglas aufgetragen wird [2]).

Zu Bd. II, §. 741. Von der ursprünglichen Potentialdifferenz der Elektroden ist bei gleicher Menge der durch dieselben hindurchgehenden Elektricität die Polarisation unabhängig. So erwies sich nach Mac Gregor [3]) die Polarisation zweier ganz gleicher Zellen (zweier wasserdichter Abtheilungen eines Glastroges) voll verdünnter Schwefelsäure mit ungleich weit (im Verhältniss von 6 : 1 und 12 : 1) von einander abstehenden Platinelektroden, die vorher völlig polarisationsfrei waren, nach dem Durchleiten desselben Stromes bei Messung mit dem Thomson'schen Quadrantelektrometer als völlig gleich.

Zu Bd. II, §. 794. Aehnliche Capillarelektrometer von Chervet [4]) und Claverie [5]).

Zu Bd. II, §. 777. Citat. Eine Reihe von Messungen der Polarisation verschiedener Metalle ist auch von Pirani [6]) ausgeführt worden.

Zu Bd. II, §. 796. Beim Durchleiten häufig unterbrochener Ströme durch das Capillarelektrometer verschiebt sich einmal der Quecksilberfaden dauernd, dann kann man aber auch noch Oscillationen daran erkennen, welche den einzelnen Unterbrechungen entsprechen. Auch bei alternirenden Inductionsströmen ist dies zu bemerken, wobei die Wirkung des Schliessungsstromes überwiegt [7]).

Zu Bd. II, §. 824. Nach F. Kohlrausch wird bei Wechselströmen durch Einschaltung einer polarisirten Flüssigkeitszelle einmal die Schwingungsphase, dann auch die Stromstärke geändert [8]).

Um dies zu prüfen, verwendet Winkelmann [9]) folgende Methode.

---

[1]) Gladstone und Tribe, Journ. Chem. Soc. 49, p. 347, 1883*; Beibl. 8, p. 46*. — [2]) Elster und Geitel, Wied. Ann. 19, p. 489, 1883*. — [3]) Mac Gregor, Trans. Roy. Soc. Canada 1, 1882/83 [3], p. 49*; Beibl. 8, p. 715*. — [4]) Chervet, Compt. rend. 97, p. 669, 1883*; Beibl. 8, p. 47*. — [5]) Claverie, J. de Phys. [2] 2, p. 420, 1883*; Beibl. 8, p. 47*. — [6]) Pirani, Wied. Ann. 21, p. 64, 1884*. — [7]) Martius, Verh[illegible] Ges. zu Berlin, 25. Mai 1883, p. 47*; Beibl. 8, p. 915*. — [8]) Vergl. [illegible] Wied. Ann. 19, p. 213, 1883*. — [9]) Winkelmann, Wied. Ann. [illegible]

Von zwei möglichst gleichen, durch denselben Strom elektromagnetisch erregten Stimmgabeln I und II öffnet und schliesst die erste I den Strom einer inducirenden Spirale; die zweite II, in einer Nebenschliessung zu dem Strome befindliche, steht mit ihren Zinken vertical und trägt das Objectiv eines Mikroskops. Eine dritte Gabel III mit horizontalen Zinken ist vor letzterem mit einem kleinen, hell beleuchteten Quecksilberkügelchen versehen und wird durch den inducirten Strom erregt, welcher in einer die inducirende Spirale umgebenden Spirale erzeugt wird. Aus der Lage der Schwingungscurven des Lichtpunktes im Quecksilberkügelchen kann man die Phasenverschiebung des inducirten Stromes erkennen; auch mit Einschaltung von Zersetzungszellen mit veränderlichem Abstande der Elektroden in den inducirten Kreis.

Zu Bd. II, §. 846. Ueber die Wirkung eines Voltameters als Condensator s. auch Guillaume, Arch. des sc. phys. et nat. [3] 9, p. 121, 1833*; Beibl. 7, p. 406*.

Zu Bd. II, §. 860. Ebenso wie die Capillarconstante an der Berührungsfläche von Quecksilber und verdünnter Säure sich durch einen hindurchgeleiteten Strom ändert, geschieht dies auch an der Contactstelle zweier anderer Flüssigkeiten, wo ebenfalls durch die Stromeswirkung neue Verbindungen entstehen und Polarisationen auftreten können. Letztere sind schon von E. du Bois-Reymond l. c. nachgewiesen worden.

Wenn man nach Krouchkoll[1]) eine unten capillar ausgezogene Röhre, wie beim Lippmann'schen Elektrometer, mit Aether füllt, in salpetersaure Uranlösung tauchen lässt und in die Flüssigkeiten Platindrähte einsenkt, so rückt bei Verbindung derselben mit den Polen einer Säule von 15 Bunsen'schen Elementen, wobei der Platindraht im Aether als negative Elektrode dient, die Contactstelle der Flüssigkeiten mit abnehmender Geschwindigkeit vor und geht dann etwas langsamer wieder zurück. Wird in dem letzteren Stadium der Strom umgekehrt, so kehrt die Trennungsfläche auf das Maximum ihrer Ablenkung zurück und sinkt dann von Neuem wieder. Bei schwächeren elektromotorischen Kräften verläuft der Process langsamer.

Auch mit Schwefelkohlenstoff und saurem Wasser gelingen die Versuche in gleicher Weise.

Dass hierbei eine Polarisation der Contactfläche auftritt, ergiebt sich, wenn man durch einen unten zu einer feinen Oeffnung ausgezogenen Trichter Aether oder Schwefelkohlenstoff in saures Wasser oder salpetersaure Uranlösung rinnen lässt, während erstere und letzteres durch Platindrähte mit einem Elektrometer verbunden sind. Dabei ladet sich der Aether oder Schwefelkohlenstoff negativ.

Enthält ein U-Rohr in seinen beiden Schenkeln Schwefelkohlenstoff oder mit salpetersaurem Uran gesättigten Aether und saures Wasser oder wässerige Lösung von salpetersaurem Uran, verbindet man die in beide

[1]) Krouchkoll, Compt. rend. 96, p. 1725, 1883*; Beibl. 7, p. 912*.

Schenkel eingesenkten Platindrähte mit einem Lippmann'schen Elektrometer und compensirt den Ausschlag durch eine Potentialdifferenz, welche durch Ableitung von zwei Punkten einem Schliessungskreise einer Säule entnommen ist, so elektrisirt sich bei Neigung der Röhre der Aether oder Schwefelkohlenstoff negativ. Bei Zurückführung der Röhre in die frühere Lage kehrt das Elektrometer auf Null zurück.

Zu Bd. II, §. 863. Bei der Vorbereitung der Platten eines Accumulators verschwindet in Folge der Bildung von schwefelsaurem Bleioxyd, welches dem gleichzeitig gebildeten Bleisuperoxyd beigemengt und deshalb wenig sichtbar ist, ein Theil der Schwefelsäure. Wird bei länger andauerndem Strome das Bleisulfat, welches in Wasser ein wenig löslich ist, allmählich, selbstverständlich nur unmittelbar an der Elektrode, zersetzt, so erscheint dieselbe wieder und ihre Menge bleibt in der Lösung constant, letztere concentrirt sich. Man kann so, nach Aron[1]), aus dem specifischen Gewichte der Lösung, welches bis um 0,1 variiren kann, die Stärke der Ladung während des Ladens und Entladens bestimmen. Bei der Entladung elektrolysirt sich die Schwefelsäure, der Wasserstoff reducirt das Bleisuperoxyd oder richtiger, nach Aron, das blassschwarze Bleisuperoxydhydrat zu Blei, $SO_4$ verbindet sich mit dem Blei der Anode zu $PbSO_4$.

Ist bei der Entladung die in dem Bleisuperoxydbrei befindliche Schwefelsäure erschöpft, so hört das Element auf zu wirken; deshalb ist für reichliche Diffusion zu sorgen, und die Platten sind nicht z. B. mit Pergamentpapier oder dergl. zu umhüllen[1]).

Werden die mit Mennige und verdünnter Schwefelsäure umgebenen Platten eines Accumulators bis zum Erscheinen von Gas durch einen Strom geladen, dann getrocknet und in einem Rohre erhitzt, so entweicht nach Frankland kein Gas, so dass die Polarisation nicht durch Occlusion der Gase bedingt ist; auch reducirt die Kathode für sich nicht chlorsaures Kali zu Chlorkalium u. s. f.

Ein Gehalt der Schwefelsäure an $^1/_{10}$ bis $^1/_{500}$ $H_2SO_4$ ist für die Ladung am günstigsten. Bei höheren Temperaturen ladet sich ein Accumulator schneller[2]).

Zu Bd. II, §. 864. Die elektromotorische Kraft der Accumulatoren von Planté ist nach Reynier[3]) beim Laden und Entladen etwa 1,95 und 1,85, bei einem Accumulator Kupfer, Blei, Bleisuperoxyd in saurer Kupfervitriollösung 1,43 und 1,25, bei Zink, verzinktem Blei, Bleisuperoxyd in saurer Zinkvitriollösung 2,4 und 1,25 Volts.

Beim Erwärmen bleibt die elektromotorische Kraft eines secundären Elementes constant; der Widerstand vermindert sich[4]).

[1]) Aron, Elektrotechn. Zeitschr. 4, p. 58, 1883*; Beibl. 7, p. 308, 8, p. 316*; auch Frankland, Proc. Roy. Soc. 35, p. 67, 1883*; Beibl. 7, p. 546*. — [2]) Gladstone und Tribe, Nature 27, p. 583, 1883*; Beibl. 8, p. 46*. — [3]) Reynier, Compt. rend. 98, p. 224, 1884*; Beibl. 8, p. 316*. — [4]) Preece, Proceed. Roy. Soc. 35, p. 250, 1883*; Beibl. 7, p. 909*.

Zu Bd. II, §. 867. Die Construction der vielen neuerdings angegebenen Accumulatoren hat rein technisches Interesse; wir erwähnen deshalb nur, dass Aron[1]) in denselben Platten von Blei verwendet, auf welche ein Brei von Mennige oder Bleisuperoxyd und Asbest mit Collodium aufgetragen wird und erhärtet ist. Ebenso präparirte Kohlenplatten lassen sich auch in dem Leclanché-Element ohne Thonwand verwenden.

Böttcher[2]) elektrolysirt Zinkvitriollösung zwischen Anoden von Zink und Kathoden von gefalteten, mit porösem Blei (aus Bleiglätte) bedeckten Bleiplatten. Die Batterie ist leichter, als die von Faure, die elektromotorische Kraft die 1,25 fache, die Capacität cet. par. die 5 fache.

Zu Bd. II, §. 868. Ueber den Nutzeffect der Accumulatoren s. auch namentlich Hallwachs, Elektrotechn. Zeitschr. 4, p. 200, 1883*; Wied. Ann. 22, p. 84, 1884*; Aron, Elektrotechn. Zeitschr. 4, p. 342*; Beibl. 7, p. 916* und Hallwachs, Elektrotechn. Zeitschr. 4, p. 504*; Beibl. 8, p. 233*.

Zu Bd. II, §. 876 (letzter Satz auf p. 796). Bei ähnlichen Versuchen von Mac Gregor[3]) mit 10 cm im Quadrat haltenden amalgamirten Zinkplatten ergab sich nach dem Durchleiten des Stromes keine Polarisation. Nach Messung des Widerstandes mittelst der Wheatstone'schen Brücke konnte der Uebergangswiderstand an jeder Platte höchstens 0,0125 Ohm betragen.

Zu Bd. II, §. 924. Nach Krouchkoll[4]) ist der beim Einsenken eines Metalles in eine Flüssigkeit erhaltene Immersionsstrom entgegengerichtet dem Strome bei der Bewegung des Metalles, der Strom beim Herausheben (Emersionsstrom) ihm gleich gerichtet.

Die Versuche wurden mit Drähten von Platin und frisch amalgamirtem Silber in saurem Wasser angestellt, wobei der eingesenkte Draht elektronegativ war (sich „positiv elektrisirt"). In Salzwasser ist der Strom beim Platin und Gold entgegengesetzt gerichtet, beim amalgamirten Silber gleich gerichtet, wie in saurem Wasser. Die wohl gereinigten Drähte befanden sich dabei in zwei durch einen Heber verbundenen Gefässen und waren mit einem Elektrometer von Lippmann verbunden. Sie waren in eine verticale Glasröhre gekittet und unten horizontal um-

---

[1]) Aron, Elektrotechnische Zeitschrift 4, p. 58, 1883*; Beibl. 7, p. 308*. — [2]) Böttcher, Centralbl. für Elekrotechn. 5, p. 94, 1883*; Beibl. 7, p. 309*. Andere Accumulatoren, welche auf keinem neuen Princip beruhen, sind u. A. angegeben von Symons, Centralzeitschr. f. Opt. u. Mech. 3, p. 201, 1882*; Beibl. 7, p. 38*; Schulze (die Bleiplatten werden erst mit Schwefel geröstet), Elektrotechn. Zeitschr. 3, p. 359, 1882*; Beibl. 7, p. 38*; H. Müller, Centralbl. f. Elektrotechn. 5, p. 100, 1883*; Beibl. 7, p. 309*; de Kabath, Centralzeitschr. f. Opt. u. Mech. 4, p. 228, 1883*; Beibl. 8, p. 396 u. s. f. — [3]) Mac Gregor, Trans. Roy. Soc. Canada 1 [3], p. 99, 1882/83*; Beibl. 8, p. 713*. — [4]) Krouchkoll, Compt. rend. 97, p. 161, 1883*; Beibl. 7, p. 714*.

gebogen, um sie mit ihrer ganzen Fläche gleichzeitig eintauchen zu können. Durch einen Zweigstrom eines Daniell'schen Elementes wurden ihre Ungleichheiten aufgehoben.

Zu Bd. II, §. 946. Um das Auftreten eines Stromes unter der Einwirkung des Lichtes zu demonstriren, hat Borgmann[1]) eine Batterie aus einigen U-förmig gebogenen Glasröhren, welche mit verdünnter Schwefelsäure angefüllt waren, und in deren Schenkel schmale jodirte Silberplatten tauchten, construirt. Die Elemente wurden hinter einander geschaltet.

Das Tageslicht, welches auf die einen Schenkel der Röhren fällt, bewirkt schon eine sehr bemerkbare Ablenkung des Spiegels in dem mit der Säule verbundenen Galvanometer. Besser ist es, Magnesiumlicht zu benutzen. Solche Batterie bleibt sehr lange Zeit für das Licht empfindlich.

Zu Bd. II, §. 976. Aehnliche Rechnungen hat Niemöller[2]) in Bezug auf den Einfluss des Druckes auf die elektromotorische Kraft eines reversiblen Elementes, z. B. einer Chlorzinkcalomelkette, angestellt. Die elektromotorische Kraft nimmt mit dem Quadrate des Druckes proportional ab; indess ist die Abnahme sehr gering.

Zu Bd. II, §. 981. Wir führen hier die Berechnungen von H. v. Helmholtz in Betreff der thermischen Vorgänge in der Kette noch etwas weiter aus.

Ist $\varepsilon$ die bis zu einem bestimmten Moment durch die Schliessung eines Elementes hindurchgegangene Elektricitätsmenge, welches in demselben Moment die absolute Temperatur $\vartheta$ besitzt; ist $U$ die gesammte Energie in der Schliessung und ändert sich in einem folgenden Moment $\varepsilon$ um $d\varepsilon$, $\vartheta$ um $d\vartheta$, so ist die Aenderung von $U$ einmal in Folge hiervon gleich $\partial U/\partial\vartheta . d\vartheta + \partial U/\partial\varepsilon . d\varepsilon$. Dazu kommt noch eine positive oder negative Arbeitsleistung beim Durchgange von $d\varepsilon$ durch die Erregungsstellen der elektromotorischen Kraft, wodurch die Summe aller chemischen Spannkräfte um einen $d\varepsilon$ proportionalen Werth sich ändert. Ist die der elektromotorischen Kraft entsprechende Potentialdifferenz $p$, so ist diese Arbeitsleistung $p\,d\varepsilon$. Ist $\varepsilon$ positiv in der Richtung, in welcher die Elektricitäten durch die Potentialdifferenz $p$ angetrieben werden, so tritt eine Arbeitsleistung $+p\,d\varepsilon$ von Seiten des Elementes ein; ist $\varepsilon$ entgegengesetzt gerichtet, so ist umgekehrt $-p\,d\varepsilon$ eine im Elemente geleistete Arbeit. Die gesammte Energieänderung entspricht einer gewissen, dem Elemente zugeführten, in mechanischem Maasse gemessenen Wärmemenge $dQ$, so dass nunmehr wird:

$$dQ = \frac{\partial U}{\partial \vartheta} d\vartheta + \left(\frac{\partial U}{\partial \varepsilon} + p\right) d\varepsilon.$$

Ist $S$ die Entropie des Systemes, so ist

[1]) Borgmann, Journ. der Russ. phys.-chem. Ges. **14**, p. 258*; Beibl. **7**, p. 715*. — [2]) Niemöller, Wied. Ann. **18**, p. 429, 1883*.

$$dS = \frac{dS}{d\vartheta}\, d\vartheta + \frac{dS}{d\varepsilon}\, d\varepsilon = \frac{1}{\vartheta}\, dQ$$

und da $d\varepsilon$ und $d\vartheta$ jeden unendlich kleinen Werth haben können,

$$\frac{\partial S}{\partial \vartheta} = \frac{1}{\vartheta}\,\frac{\partial U}{\partial \vartheta}; \qquad \frac{\partial S}{\partial \varepsilon} = \frac{1}{\vartheta}\left(\frac{\partial U}{\partial \varepsilon} + p\right).$$

Differenzirt man die erste Gleichung nach $\varepsilon$, die zweite nach $\vartheta$, so wird bei Gleichsetzung der Werthe

$$\frac{\partial U}{\partial \varepsilon} + p = \vartheta\,\frac{\partial p}{\partial \vartheta},$$

also

$$dQ = \frac{\partial U}{\partial \vartheta}\, d\vartheta + \vartheta\,\frac{\partial p}{\partial \vartheta}\, d\varepsilon.$$

$\vartheta . dp/d\vartheta . d\varepsilon$ ist die Wärmemenge, welche erforderlich ist, um die durch den Durchgang der Elektricität $\varepsilon$ durch die Stellen elektromotorischer Kraft verursachte Wärmeänderung zu compensiren, bezw. die Temperatur des Elementes constant zu erhalten. Dieser Werth ist positiv oder negativ, je nachdem die durch die chemischen Processe in der Kette gelieferten Wärmemengen kleiner oder grösser sind, als die im Schliessungskreise hervortretenden. — Im ersten Falle kühlt sich das Element während der Schliessung ab, im zweiten erwärmt es sich.

Da $d\varepsilon$ der Annahme nach und $\vartheta$ überhaupt positiv ist, so folgt, dass $\partial p/\partial \vartheta$ positiv ist, die elektromotorische Kraft der Ketten mit der Temperatur sinkt, wenn in ihnen die chemisch erzeugte Wärme sich nicht völlig in Stromarbeit umsetzt, dagegen negativ ist und die elektromotorische Kraft der Ketten mit steigender Temperatur steigt, wenn in ihnen das Umgekehrte eintritt, sie sich also während des Stromes abkühlen.

Zur Prüfung dieses Verhaltens hat Czapski[1]) die elektromotorischen Kräfte einer Reihe von Elementen mit Normalelementen von H. v. Helmholtz Zn | $ZnCl_2$ | $Hg_2Cl_2$ | Hg mit etwa 8 proc. Chlorzinklösung nach der Compensationsmethode von E. du Bois-Reymond verglichen und durch Vergleichung der Calomelelemente mit Daniell'schen Elementen (amalgamirtes Zink in neutraler Zinksulfatlösung, reines Kupfer in concentrirter Kupfervitriollösung in U-förmigen Röhren), deren elektromotorische Kraft gleich 1,0954 Volt ist, wobei sich die der Calomelelemente im Mittel gleich $k$ = 1,00894 ergiebt, auf absolute Einheiten reducirt.

Wenn auch die numerischen Werthe der Beobachtungen an Chlorsilberelementen von Warren de la Rue, Chlorzink-Quecksilberchlorür- und Bromzink-Quecksilberbromür, auch Chlorcadmium-Quecksilberchlorür-Elementen u. s. f. namentlich in Folge des Mangels an thermo-chemischen Bestimmungen nicht quantitativ mit obiger Rechnung übereinstimmende Resultate ergaben, so zeigte sich doch stets eine Aende-

[1]) Czapski, Wied. Ann. **21**, p. 209, 1884*.



ung der elektromotorischen Kraft mit der Temperatur in derselben Richung, wie die obige Rechnung verlangt.

In einer weiteren Mittheilung, wegen deren wir uns nur auf kurze Andeutungen beschränken müssen, hat v. Helmholtz[1]) den Einfluss der in der elektrolytischen Flüssigkeit rings um die Elektroden sich lösenden Zersetzungsgase (Wasserstoff und Sauerstoff) betrachtet, indem der durch den Strom zu überwindende Widerstand der chemischen Kräfte mit wachsender Menge der Gase immer grösser wird und jeden beliebigen Werth von 0 bis $\infty$ annehmen kann, so dass die Wasserzersetzung bei hohem Druck aufhören kann[2]).

Er berechnet die freie Energie, welche die in einem Gramm Knallgas enthaltenen, noch nicht gemischten Gase mehr haben, als Wasser, sodann das Arbeitsäquivalent der Lösung der Gase in demselben, wobei bei Fortgang einer kleinen Menge $dm$ des Gases aus der Lösung um so grössere Arbeit erforderlich ist, je kleiner die gelöste Menge $m$ ist. Diese Arbeit ist dann als noch nicht geleistet von der bei der Zersetzung des Wassers zu leistenden Arbeit abzuziehen. Sind die Flüssigkeitsschichten an den Elektroden mit Gas gesättigt, so entweicht dasselbe gesättigt mit Wasserdampf. Sind die ersten Blasen entwichen, so kann man kleinere elektromotorische Kräfte zur Zersetzung verwenden (ähnlich wie bei einem Siedeverzug die Bildung der ersten Blasen besonders schwierig ist). Je schwerer sich ein Gas in Blasen ausscheidet (Wasserstoff aus verschiedenen Metallen), desto mehr davon muss die Flüssigkeit enthalten, desto mehr freie Energie ist dazu erforderlich, was also wiederum auf die elektromotorischen Kräfte Einfluss hat. Auch bei geringerem Druck auf die Flüssigkeit findet die Gasentwickelung bei geringerer Beladung statt. Bei Bewegung der Flüssigkeiten werden die Schichten mit verschiedenem Gasgehalte anders angeordnet, wodurch Aenderungen der Stromstärke bedingt sind. Endlich verschwindet freie Energie, wenn die neutralen Gase aus einer gesättigten Lösung in eine weniger gesättigte übergehen, wobei Wärme erzeugt wird, welche sich zu der elektrolytischen Wärme bei der Bewegung der Ionen addirt, und als eine Art Widerstand, als Uebergangswiderstand in der Zelle aufgefasst werden könnte.

Zu Bd. II, vor §. 984. Entgegen dem Satze von Thomson, dass die im ganzen Schliessungskreise erzeugte Wärme der durch die (primären) chemischen Processe erzeugten Wärme gleich sei, wenn keine äussere Arbeit auftritt, hatte Edlund[3]) behauptet, dass die letztere Wärme mit der elektromotorischen Kraft in keinem Zusammenhange stände, und die ganze Wärmeproduction des Stromes Null wäre, da die im Stromkreise erzeugte Wärme gleich der für die elektromotorische Kraft verbrauchten wäre.

[1]) v. Helmholtz, Berl. Akad. Ber. 1883, 10. Mai, p. 647*. — [2]) Versuche von Werner Siemens, Gesammelte Abhandl. 445. Siehe dagegen die Versuche von Gassiot u. A., Bd. II, §. 613. — [3]) Edlund, Wied. Ann. 19, p. 287, 1883*; vergl. dagegen auch Witowski, ibid. p. 844*.

Er sucht dies auch dadurch zu beweisen, dass er durch verschiedene Lösungen zwischen Elektroden von dem Metall der Lösung, z. B. Kupfervitriollösungen zwischen Kupferelektroden u. s. f. Ströme leitet und zeigt, dass die mittelst Thermoelementen bei abwechselnden Stromesrichtungen gemessenen Erwärmungen an beiden Elektroden nicht gleich sind. Ist die durch den Strom $i$ als solchem erzeugte Wärmemenge an beiden Elektroden $g i^2$, die durch die Bildung resp. Zersetzung von Kupfersulfat erzeugte resp. verlorene Wärme an denselben $\pm k i$, die durch die Ueberwindung der elektromotorischen Kraft zwischen den Elektroden und der Lösung verbrauchte $\pm e i$, so ist die Temperaturdifferenz an den Elektroden, falls beide ganz gleich sind, proportional $2(k i - e i)$. Ist dieselbe positiv, so ist $k > i$, also die Wärme durch die chemischen Processe an den Elektroden grösser, als das thermische Aequivalent der elektromotorischen Kraft $e$ oder umgekehrt.

Indess dürfte diese Schlussfolgerung doch noch weiter zu prüfen sein. Wir haben schon Bd. II, §. 963 u. f. erwähnt, dass bei der Prüfung des Satzes von Thomson die primären und secundären Wärmeerscheinungen zu sondern sind, von denen erstere der elektromotorischen Kraft entsprechen, letztere direct mit ihr nichts zu thun haben, und dies durch mannigfache Beispiele belegt.

Zu Bd. II, §. 996. Citat. Siehe auch Colley, Wied. Ann. **16**, p. 39, 1882*. Ueber die Arbeit in einem Schliessungskreise, wobei auch besonders die Erfahrung betont wird, dass beim stetigen Verrichten einer äusseren Arbeit in dem Stromkreise jedesmal eine dieser Arbeit proportionale neue elektromotorische Kraft im Schliessungskreise auftritt.

Zu Bd. II, §. 1025. Ueber die Elektrolyse des Wasserstoffsuperoxyds (welches indess für sich kein Elektrolyt ist) in saurer Lösung siehe Berthelot, Compt. rend. **95**, p. 8, 1882*; Beibl. **6**, p. 807*; Bartoli, Nuovo Cimento [3] **12**, p. 145, 1882*; Beibl. **7**, p. 121*; Jahn, Wien. Ber. **88** [2], p. 388, 1883*; Beibl. **8**, p. 136*; s. auch Truchot, Grenzen der Elektrolyse, Compt. rend. **97**, p. 92, 1883*; Beibl. **7**, p. 715*; Laurie und Burton, Die Verbindungswärme der Metalle mit den Halogenen. Proc. Roy. Edinb. Soc. 1881 — 1882, p. 804, 830*; Beibl. **7**, p. 842*.

Zu Bd. II, §. 1057. Die Fluiditätswerthe $\varphi$ sind von Grotrian auch für $HNO_3$, $HCl$, $NH_4Cl$, $H_3PO_4$ und $ZnSO_4$ bestimmt worden. Siehe Pogg. Ann. **160**, p. 262, 1877*. Wied. Ann. **8**, p. 547, 1879*.

Die Zahlenzusammenstellung der Temperaturcoefficienten für Essigsäure nach den Werthen von Kohlrausch und Wijkander hat Grotrian[1]) später als unrichtig erkannt.

Zu Bd. II, hinter §. 1060. Der von verschiedenen Seiten ausgesprochene Satz, dass die etwa durch Ausfluss aus Capillarröhren bestimmten Reibungscoefficienten von Lösungen ihren galvanischen Widerständen proportional

[1]) Grotrian, Wied. Ann. **9**, p. 680, 1880*.

sein sollen, ist von Eilhard Wiedemann[1]) durch Bestimmung beider Constanten für eine Lösung von 10 Thln. krystallisirtem Zinkvitriol in 100 Thln. Wasser, von welchen 50, 100 und 250 ccm durch Zusatz von Wasser oder Glycerin auf 500 ccm gebracht wurden, völlig widerlegt worden. Das Verhältniss der Constanten bei den wässerigen und glycerinhaltigen Lösungen betrug für die Lösung von

| | Reibungswiderstände | Leitungswiderstände |
|---|---|---|
| 50 $ZnSO_4$ | 1 : 68,7 | 1 : 12,1 |
| 100 $ZnSO_4$ | 1 : 29,8 | 1 : 9,52 |
| 250 $ZnSO_4$ | 1 : 6,15 | 1 : 3,68 |

Eine Lösung von 50 g Zinkvitriol mit wenig Wasser, welche entweder durch Zusatz von Wasser oder von Glycerin auf 500 ccm gebracht war, zeigte das Verhältniss:

der Reibungswiderstände 1 : 86,2
der Leitungswiderstände 1 : 109.

Je concentrirter die Lösung wird, desto mehr tritt der Einfluss des Lösungsmittels zurück.

Zu Bd. II, §. 1061. Bei Vergleichung der Leitungsfähigkeiten $L$ verschiedener alkoholischer Lösungen vom Alkoholgehalt $v$ mit der Diffusionsgeschwindigkeit des Salzes ergiebt sich nach R. Lenz[2]) (vgl. Nachtrag zu Bd. II, §. 665):

| | $^1/_2 K_2J_2$ | | $^1/_4 K_2J_2$ | | $^1/_8 K_2J_2$ | | $^1/_{16} K_2J_2$ | | $^1/_{32} K_2J_2$ | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $v$ | $d$ | $L$ | $d$ | $L$ | $d$ | $L$ | $d$ | $L$ | $d$ | $L$ |
| 0 | 24,1 | — | 12,2 | 1150 | 6,24 | 605 | 3,27 | 313 | 1,56 | 162 |
| 27,9 | — | — | 6,09 | 578 | 3,06 | 293 | — | — | — | — |
| 51,0 | — | — | 4,62 | 395 | 2,36 | 201 | 1,30 | 102 | — | — |
| 74,7 | — | — | 3,50 | 292 | 1,78 | 152 | 0,94 | 81,5 | — | — |

| | $4 Na_2J_2$ | | $^1/_2 K_2CrO_4$ | | $^1/_2 CdJ_2$ | | $^1/_4 Cd_2J_2$ | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $v$ | $d$ | $L$ | $d$ | $L$ | $d$ | $L$ | $d$ | $L$ |
| 0 | 10,06 | 921 | — | 1713 | 10,28 | 333 | 5,32 | 2,04 |
| 27,9 | 4,60 | 466 | 7,84 | 713 | 4,91 | 156 | 2,35 | 87 |
| 51,0 | — | — | — | — | 4,50 | 98 | 2,08 | 52 |
| 74,7 | 3,28 | 261 | — | — | 4,76 | 78 | 2,03 | 40 |

Setzt man für $^1/_4 K_2J_2$ $d$ und $L$ für $v = 0$ gleich 100, so folgt:

| | $^1/_2 K_2J_2$ | | $^1/_4 K_2J_2$ | | $^1/_8 K_2J_2$ | | $^1/_{16} K_2J_2$ | | $^1/_{32} K_2J_2$ | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $v$ | $d$ | $L$ | $d$ | $L$ | $d$ | $L$ | $d$ | $L$ | $d$ | $L$ |
| 0 | 195 | — | 100 | 100 | 51 | 52 | 27 | 27 | 13 | 14 |
| 27,9 | — | — | 50 | 50 | 25 | 25 | — | — | — | — |
| 51,0 | — | — | 38 | 35 | 19 | 18 | 11 | 9 | — | — |
| 74,7 | — | — | 29 | 26 | 15 | 13 | 8 | 8 | — | [illegible] |

[1]) Eilh. Wiedemann, Wied. Ann. 20, p. 537, 1883*. — [2]) Le[illegible] de St. Petersb. [7] 30, 1882*; Beibl. 7, p. 403*.

| | $^1/_4 Na_2J_2$ | | $^1/_2 K_2CrO_4$ | | $^1/_2 CdJ_2$ | | $^1/_4 CdJ_2$ | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| *v* | *d* | *L* | *d* | *L* | *d* | *L* | *d* | *L* |
| 0 | 82 | 80 | — | 164 | 84 | 30 | 44 | 18 |
| 27,9 | 38 | 40 | 64 | 63 | 40 | 14 | 19 | 7,5 |
| 51,0 | — | — | — | — | 37 | 9 | 17 | 4,5 |
| 74,7 | 27 | 23 | — | — | 39 | 6 | 17 | 3,5 |

Hiernach sind für die verschieden concentrirten Lösungen des Jodkaliums, Jodnatriums und chromsauren Kalis die Leitungsfähigkeiten den Diffusionsgeschwindigkeiten proportional. Bei Jodcadmium zeigt sich eine solche Proportionalität nicht. Mit wachsendem Alkoholgehalt nimmt die Diffusionsgeschwindigkeit langsam ab, und die Abweichung von der Proportionalität wächst mit zunehmender Concentration, was nach Lenz vielleicht auf Bildung von complexen Molecülen des Jodcadmiums zurückgeführt werden könnte.

Eine Lösung von $^1/_4$ Mol. $K_2J_2$ in 8 Litern (73 proc.) Alkohol mit 15 ccm Petroleumnaphtha hatte bei $18^0$ die Leitungsfähigkeit 286, eine äquivalente wässerige Lösung 1178; die Diffusionsgeschwindigkeiten waren 3,1 und 12,2. Sind die Werthe *d* und *L* für die wässerige Lösung gleich 100, so sind sie für die alkoholische 25,4 und 24,4, also wiederum gleich.

Demnach ist das Leitungsvermögen proportional den Diffusionsgeschwindigkeiten der Salztheilchen derselben Lösung, unabhängig von der Natur des Salzes, der Stärke der Lösung, dem Lösungsmittel, und auch nach früheren Erfahrungen von der Temperatur.

Nimmt man an, dass Jodkalium KJ ist, so ergiebt sich die Diffusionsgeschwindigkeit in wässerigen Lösungen, vorausgesetzt, dass die Molecüle in einzelne Schichten geordnet sind, im C.-G.-S.-System:

| Für Lösung von | $^1/_2$ Mol. | $^1/_4$ Mol. | $^1/_8$ Mol. | $^1/_{16}$ Mol. | $^1/_{32}$ Mol. | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Diffusion . . . . . | $2820 . 10^{12}$ | $1427 . 10^{12}$ | $730 . 10^{12}$ | $383 . 10^{12}$ | $183 . 10^{12}$ | Mol. |
| Abstand der Mol. | $1,62 . 10^{-7}$ | $2,04 . 10^{-7}$ | $2,59 . 10^{-7}$ | $3,22 . 10^{-7}$ | $4,05 . 10^{-7}$ | „ |
| Zahl d. Schichten | 472 | 376 | 288 | 230 | 179 | |
| Geschwindigkeit | $7,64 . 10^{-5}$ | $7,67 . 10^{-5}$ | $7,60 . 10^{-5}$ | $7,41 . 10^{-5}$ | $7,26 . 10^{-5}$ | „ |

Die Geschwindigkeit des Jods in verdünnter Lösung durch eine an den Enden eines Centimeters wirkende Potentialdifferenz von 1 Volt beträgt nach F. Kohlrausch $57 . 10^{-5}$. Sie ist also etwa achtmal so gross als die Diffusionsgeschwindigkeit. Demnach werden nicht nur, wie Long vermuthete, die Bewegungen der Ionen durch den Strom gerichtet, sondern bedeutend beschleunigt; und zwar muss dies für jedes Ion in gleichem Maasse erfolgen, da sonst die Leitungsfähigkeit nicht der Diffusion proportional sein könnte.

Zu Bd. II, §. 1103. Anm. Ueber die Theorie von F. Exner siehe auch Sokoloff, J. d. Russ. phys. Ges. **13**, p. 147, 1881*; Beibl. **6**, p. 251*. Exner, Wien. Ber. **86**, p. 551, 1883*; Beibl. **6**, p. 543*.

Zu Bd. III, §. 8. Bei den Versuchen über die scheinbare Abstossung der auf einander folgenden Stromestheile ist die Einwirkung des Erd-

magnetismus zu vermeiden, was man erzielen kann, indem man zwei Bügel, wie den §. 8 erwähnten, neben einander in zwei Rinnenpaaren schwimmen lässt und denselben Strom durch beide in entgegengesetzter Richtung leitet [1]).

Man kann auch eine continuirliche Rotation erzeugen, wenn man den Bügel in zwei concentrische Rinnen einsenkt, die an einer Stelle durch eine Scheidewand getheilt sind, über welche er bei der Rotation hinweggeht [2]).

Zu Bd. III, §. 25 u. flgde. In der Formel von Ampère:

$$f = ds\, ds_1 [f(r) \cos\vartheta \cos\vartheta_1 - F(r) \sin\vartheta \sin\vartheta_1 \cos\eta]$$

bietet die Bestimmung der Functionen der Entfernung der Elemente Schwierigkeiten. Pellat [3]) wendet deshalb sicherere Methoden als die früheren an.

In einem Dynamometer mit sehr kleiner beweglicher Spirale ist die feste Spirale durch zwei conaxiale Drahtringe von verschieden grossem Radius $r_1$ und $r_2$ ersetzt, gegen deren Dimensionen die der beweglichen Spirale verschwinden. Da die Ablenkungen beim Durchleiten des Stromes durch die letztere und den einen oder anderen festen Drahtring umgekehrt proportional $r_1$ und $r_2$ sind, muss $F(r) = p/r^2$ sein, wo $p$ eine Constante ist. Zur Bestimmung von $f(r)$ wird die Kraft berechnet, die ein einerseits unendlich langer Strom auf ein ihm paralleles Stromelement ausübt, welches in dem auf dem einen Ende des unendlich langen Stromes errichteten Lothe liegt. Diese Kraft steht senkrecht auf dem Elemente, da man den einerseits unendlichen Strom als eine Seite eines unendlich grossen Rechtecks betrachten kann. Die Kraftcomponente in der Richtung des Elementes ist demnach Null. Aus dieser Betrachtung folgt $f(r) = p/2r^2$. Zur Bestimmung von $p$ leitet man durch die Rollen des Dynamometers verschieden starke Ströme $i$, $i_1$ und findet $p = h\, i\, i_1$, wo $h$ ein numerischer Coefficient ist. Um $h$ für Messung in elektromagnetischem Maasse zu bestimmen, wird in dem ersterwähnten Dynamometer die eine feste Drahtrolle durch einen senkrecht zu ihrer Ebene liegenden, ihr conaxialen Magnet ersetzt und in beiden Fällen die Ablenkung der beweglichen Rolle bestimmt.

Zu Bd. III, §. 57. Das Elektrodynamometer kann am besten durch Vergleichung seiner Angaben mit denen einer gleichzeitig in den Schliessungskreis eingeschalteten Tangentenbussole von bekanntem Reductionsfactor auf beliebige Maasseinheit der Stromintensität graduirt werden.

---

[1]) Izarn, Compt. rend. **98**, p. 143, 1884*; Beibl. **8**, p. 397*. — [2]) Buguet, J. de Phys. [2] **2**, p. 462*; **3**, p. 175, 1884*; Beibl. **8**, p. 397, 716*. — [3]) Pellat, J. de Phys. [2] **3**, p. 117, 1884*; Beibl. **8**, p. 715*. Siehe auch Bertrand, Compt. rend. **75**, p. 733, 1872*. Nachweis, dass die beiden Sätze, wonach die Wirkung eines unendlich kleinen geschlossenen Stromes auf ein Element auf letzterem senkrecht steht und ein unendlich kleiner Strom in seine Componenten zerlegt werden kann, direct aus einander folgen.

Eine complicirtere Methode siehe **Chattock**, Phil. Mag. [5], 17, p. 111, 1884*; Beibl. 8, p. 526*.

Zu Bd. III, §. 62, Note. **Sabine**[1]) befestigt, ähnlich wie Lallemand (Bd. IV, §. 164), die flache, mit einem Spiegel versehene, bewegliche Spirale mit ihrer Ebene in verticaler Lage an dem einen Arme eines bifilar aufgehängten Hebels und lässt auf sie eine gleiche, feste Spirale wirken, durch welche gleichzeitig der Strom geleitet und die verschoben wird, bis die bewegliche auf einen bestimmten Theilstrich einsteht. Die Stromintensität ist der Entfernung der Spiralen nahe proportional.

Zu Bd. III, §. 92. Schon **Fresnel**[2]) (etwa im Jahre 1821) hat die Annahme von Molecularströmen, gegenüber der Annahme von Kreisströmen, welche um die Axe des Magnetes herumfliessen, discutirt und sich für erstere entschieden.

Zu Bd. III, §. 138. Die Ablenkung eines Stromleiters durch einen Magnet ist zuerst von **Oersted**[3]) beobachtet worden.

Zu Bd. III, §. 195. **Riecke**[4]) behandelt mathematisch das Problem, welche Gestalt ein vom Strome durchflossener, nicht ausdehnsamer und an den Enden befestigter, biegsamer Leiter unter Einfluss magnetischer Kräfte annimmt. Sind $A$, $B$, $C$ die rechtwinkligen Componenten der magnetischen Kraft, $x$, $y$, $z$ die Coordinaten eines Punktes der „elektromagnetischen Kettenlinie“, $ds$ ein Element derselben, $\varrho$ ihr Krümmungsradius, $T$ die Spannung daselbst, so wird $\varrho$ durch die Gleichung:

$$\frac{T^2}{\varrho^2} = A^2 + B^2 + C^2 - \left(A\frac{dx}{ds} + B\frac{dy}{ds} + C\frac{dz}{ds}\right)^2.$$

Da $T$ ebenso wie das letzte Glied constant ist, so ist $\varrho$ constant, die Curve ist also ein Kreis, wenn Anfang und Ende in einer auf den Kraftlinien senkrechten Linie liegen, oder sonst eine Schraubenlinie. Die Versuche bestätigen die Rechnung.

Zu Bd. III, §. 202. Bei neueren Versuchen findet **Hall**[5]) für die magnetische Ablenkung des Stromes in verschiedenen, bereits früher von ihm untersuchten Metallplatten die Rotationscoefficienten:

| Zink | Aluminium | Kupfer | Messing | Blei |
|---|---|---|---|---|
| + 10,5 | — 37 | — 6,5 | — 1,4 | 0 |

mit einem Fehler von etwa 10 bis 20 Proc.

Mit wachsender Temperatur nahm im Nickel der transversale Strom bedeutend zu; bei Gold änderte sich der Coefficient von 30,1° bis 24 von 1742 bis 1726. Der Unterschied ist also klein, die Aenderung viel

---

1) **Sabine**, Lumière électrique 9, p. 275, 1883*; Beibl. 7, p. 917*. — 2) **Fresnel**, Compt. rend. 99, p. 97, 101, 1884*; Beibl. 8, p. 865*. — 3) **Oersted**, Schweigg. J. 29, p. 364, 1820*. — 4) **Riecke**, Wied. Ann. 23, p. 252, 1884*. — 5) **Hall**, Phil. Mag. [5] 15, p. 341, 1883*; Beibl. 7, p. 717*.

geringer als die der Leitungsfähigkeit. Bei Eisen steigt der Coefficient für eine Temperaturerhöhung von 1° C. um $^2/_3$ bis 1 Proc.

Bei Nickel nimmt der Rotationscoefficient mit steigender Stärke des Magnetfeldes ab; bei Eisen scheint er in einem Felde von der Intensität 1000 kleiner zu sein, als bei einem von der Intensität 7500.

Wurde eine harte Stahlfeder, welche mit Salpetersäure auf 0,06 mm Dicke abgeätzt war, auf einer Glasplatte dem Versuche unterworfen und die Platte nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes aus dem Magnetfelde entfernt, wieder in dasselbe hineingebracht, dabei aber der Magnet entgegengesetzt magnetisirt, so war der transversale Strom von dem früheren um etwa 2 Proc. verschieden. Die Aenderung soll also permanent sein und in derselben Richtung stattfinden, wie die temporäre Aenderung durch den Magnet.

In einer mittelst Canadabalsam auf Glas geklebten Wismuthplatte von 3 cm Breite, 5 cm Länge und 0,04 mm Dicke, welche zur Vermeidung stärkerer Erwärmung in Wasser gesenkt war, hat Leduc[1]) eine viel grössere Wirkung beobachtet, als in anderen Metallen. Die darin erzeugte, durch ein Capillarelektrometer gemessene transversale Potentialdifferenz ist bei einer Intensität des durch die Platte hindurchgeleiteten Stromes zwischen 0,370 und 5,127 Ampères letzterer proportional. Von 12 bis 57° C. nimmt dieselbe um $^{39}/_{10\,000}$ ab, während zugleich der Widerstand von 0° an bei derselben Temperaturdifferenz um $^{42}/_{10\,000}$ abnimmt. Die äquipotentiale, durch die secundären Elektroden gehende Linie neigte sich steigend mit der Intensität des magnetisirenden Stromes bis zu 5°. Dabei ist die Potentialdifferenz an den secundären Elektroden proportional der Intensität des Magnetfeldes (gemessen durch eine um 180° gedrehte Inductionsspirale) bis zur Erregung derselben durch einen Strom von 7 Ampères. Bis zu 12 Ampères nimmt im Verhältniss hierzu die Wirkung um etwa 7 Proc. ab.

Bei einem Silberblatt nimmt pro Grad Temperatur die Potentialdifferenz um 0,004 bis 0,005 ab. Ist $M$ der Magnetismus, $t$ die Temperatur, $k$ die Ablenkung bei 0° an einer Stelle, wo die Intensität des Magnetfeldes Eins ist, so ist die Drehung $D$ der äquipotentialen und Kraftlinien durch die Formel $D = kM(1 - \alpha t)$ gegeben, wo für Wismuth $\alpha$ sehr klein, für Silber $\alpha = 0{,}008$ bis $0{,}009$ ist.

In der sehr geschmeidigen Legirung aus gleichen Theilen Wismuth und Blei ist die Wirkung sehr klein, in Blei Null. Sie scheint also mit der krystallinischen Structur wesentlich zusammenzuhängen.

In einer etwas anderen Weise zeigt Righi[2]) die Ablenkung.

Nimmt man eine beliebig gestaltete Platte, lässt durch eine von drei Elektroden den Strom ein-, durch die beiden anderen austreten und leitet ihn von da aus in entgegengesetzter Richtung durch die beiden

---

[1]) Leduc, Compt. rend. 98, p. 673, 1884*; Beibl. 8, p. 659*. — [2]) Righi, Acc. dei Lincei, Trasunti [3], 7. Juni 1883*; Beibl. 7, p. 779*.

Windungsreihen eines Differentialgalvanometers, so dass dasselbe keinen Ausschlag giebt, so erscheint ein solcher, wenn sich die Platte zwischen den Magnetpolen befindet und der Magnet erregt wird. Die Ablenkung zeigt in Gold und den anderen Metallen, welche sich nach Hall gleich verhalten, eine Drehung der äquipotentialen Linien entgegengesetzt dem den Magnet erregenden Strome; bei den übrigen Metallen eine Drehung in gleichem Sinne mit den letzteren.

Eine $79.10^{-3}$ mm dicke Wismuthplatte zeigt fünf- bis sechsmal so grosse Ablenkungen als eine $87.10^{-6}$ mm dicke Goldplatte. Der Rotationscoefficient ist etwa 5000 mal so gross als in letzterer. Auch an einem sehr dünnen, $^{17}/_{1000}$ mm dicken, 18 mm langen und 4 mm breiten Kreuz von Wismuth hat Righi das Hall'sche Phänomen beobachtet.

Selbst durch einen kleinen Magneten kann man in Wismuth das Phänomen hervorrufen, ja auch schon allein durch den Erdmagnetismus.

Eine Vergleichung der relativen Aenderungen $\alpha$ des specifischen Widerstandes durch eine temporäre Dehnung mit dem Rotationscoefficienten $\varrho$ nach Hall ergiebt nach H. Tomlinson[1]):

| | Eisen | Zink | Zinn | Blei | Platin | Silber |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\varrho$ | + 78,0 | + 15 | — 0,2 | 0 | — 2,4 | — 8,6 |
| $\alpha$ | + 2,618 | + 2,113 | + 1,630 | + 1,613 | + 2,239 | + 1,647 |

| | Kupfer | Aluminium | Nickel |
|---|---|---|---|
| $\varrho$ | — 10 | — 50,0 | — 120,0 |
| $\alpha$ | + 1,005 | — 0,428 | — 8,860 |

Das + Zeichen bei den Werthen $\alpha$ bezeichnet eine Zunahme, das — Zeichen eine Abnahme des Widerstandes. Die Metalle stehen also für beide Phänomene annähernd in gleicher Reihe, mit Ausnahme namentlich von Platin, wobei namentlich die extremen Stellungen von Eisen und Nickel zu beachten sind.

Auch ist bei Nickel die grösste Verminderung des Widerstandes durch longitudinalen Zug bei 100° weniger als die Hälfte derselben bei 15°; analog scheint die Hall'sche Wirkung durch Temperaturerhöhung darin wesentlich gesteigert zu werden.

Zu Bd. III, hinter §. 202. Gegen die Beweiskraft der Versuche von Hall, dass der Strom in einem Leiter durch den Magnet abgelenkt werde, sind mehrfache Bedenken geltend gemacht worden. Schon die §§. 199 und 200 erwähnten Versuche sprechen dagegen. Ferner biegt Roiti[2]) zwei feine Silberdrähte von nur 0,03 mm Dicke und 4 cm Länge, welche an etwas dickere Kupferdrähte gelöthet sind, im rechten Winkel um und hakt sie in Form eines Kreuzes in einander. Die Kupferdrähte sind auf einem Holzrahmen befestigt und zwei diametral gegenüberstehende der-

[1]) H. Tomlinson, Phil. Mag. [5] 17, p. 400, 1884*; Beibl. 8, p. 717*. — [2]) Roiti, Atti della R. Accad. dei Lincei 1882*; Beibl. 7, p. 618*.

selben, *A* und *B*, mit einem Galvanometer verbunden. Die beiden anderen Drähte *C* und *D* sind an ihrer Verbindungsstelle mit den Silberdrähten durch sehr feine, über Rollen geführte und mit Gewichten belastete Seidendrähte in diametraler Richtung gespannt erhalten. Ihr anderes spiralig gewundenes Ende ist durch Klemmschrauben mit einer Kette verbunden. Wurde der Holzrahmen in äquatorialer Lage zwischen die Pole eines Magnetpoles gebracht, so dass die Kreuzungsstelle der Drähte in der axialen Linie lag, so änderte sich die Ablenkung in dem Galvanometer bei schwacher Spannung von *C* und *D*, wobei sich durch die elektromagnetische Wirkung der Leiter *CD* heben oder senken konnte, so dass der Contact mehr oder weniger innig wurde War aber *CD* stark gespannt, so zeigte sich keine Aenderung der Ablenkung durch die Magnetisirung, selbst bei einem Strome von 6 Daniells.

Shelford Bidwell[1]) hat das Hall'sche Phänomen auf thermoelektrische Erregungen zurückzuführen gesucht, indem der vom Strome durchflossene Metallstreifen durch den rein mechanischen elektromagnetischen Einfluss des Magnetes gebogen und dann durch den hindurchgeleiteten Strom selbst an verschiedenen Stellen in ungleicher Weise erhitzt wird. Hierdurch könnte direct noch nicht das Hall'sche Phänomen entstehen, da in Bezug auf die transversale Mittellinie alles in der Platte nach beiden Seiten symmetrisch bleibt. Aber die beiden Seiten der Platte werden durch den hindurchgeleiteten Strom verschieden stark erwärmt, in Folge ihrer verschiedenen Dehnung. Der Strom fliesst auf der nach aussen gedrückten Seite der Platte von schwächer zu stärker gedehnten Stellen gegen die transversale Mittellinie hin (*A*), von dieser fort von stärker zu schwächer gedehnten Stellen (*B*) und umgekehrt auf der inneren Seite. In Folge dessen tritt das Peltier'sche Phänomen in verschiedener Weise in den vier Abtheilungen auf, und die Platte wird durch die Temperaturänderungen in Folge desselben in der Art deformirt, dass die vorher in der Mitte liegende neutrale Transversallinie eine schräge und dabei gekrümmte Gestalt annimmt, sie also in ihrer früheren Form nicht mehr eine äquipotentiale Linie ist. Je nachdem das Peltier'sche Phänomen beim Uebergang des Stromes von den gedehnten zu den weniger gedehnten Stellen im einen oder anderen Sinne eintritt, sind diese Verschiebungen entgegengesetzt, und entsprechend die Potentialdifferenzen an beiden Enden der Mittellinie.

Zur Prüfung dieser Vorstellungen hat Sh. Bidwell die von Hall untersuchten Metalle in Form von schmalen Streifen oder Drähten an ihren Enden befestigt und daselbst mit dem Galvanometer verbunden. Er hat sodann ihre Kante mit einer erhitzten Klemme gefasst, dieselbe nach dem einen Ende hingezogen und den dabei erzeugten Strom untersucht, welcher sich bei Umkehrung der Zugrichtung ebenfalls umkehrte. Dabei ging bei Kupfer, Messing, Nickel, Platin, Gold, Silber, Magnesium, Zinn

---

[1]) Shelford Bidwell, Phil. Mag. [5] 17, p. 250*; Beibl. 8, p. 69*





der Strom vom gedehnten zum ungedehnten, bei Eisen, Zink, Cobalt vom ungedehnten zum gedehnten Theil des Drahtes oder Bleches, und entsprechend war bei den ersten Metallen die Hall'sche Wirkung negativ, bei den folgenden positiv. Bei Blei waren beide Wirkungen verschwindend. Nur bei Aluminium und einer Goldsorte floss der Thermostrom vom ungedehnten zum gedehnten Theil, und das Hall'sche Phänomen war negativ. Bei Wiederholung der Versuche mit einem Aluminiumbleche war das Hall'sche Phänomen positiv, also in Uebereinstimmung mit dem früheren.

Macht man einen longitudinalen Schlitz in eine Eisenplatte, so ist das Hall'sche Phänomen viel schwächer. Bleibt in der Mitte des Schlitzes zwischen den zum Galvanometer führenden Elektroden noch ein Stück Metall stehen, nahe an welchem die zum Galvanometer führenden Elektroden aufgesetzt werden, so findet die Wirkung in entgegengesetztem Sinne wie ohne den Schlitz statt. Wäre das Hall'sche Phänomen durch directe Wirkung des Magnetes auf den Strom bedingt, so hätte diese Umkehrung nicht eintreten können. Durch die Annahme von Spannungen ist dieselbe erklärt; da sich dann bei Einwirkung des Magnetes die eine Elektrode, welche bei vollem Streifen in einem Gebiet der Dehnung befindet, in der gewissermaassen aus zwei getrennten, für sich beeinflussten Hälften bestehenden aufgeschlitzten Platte in ein solches der Compression gelangt und umgekehrt. Auch die Versuche von Righi mit drei Elektroden folgen aus der Spannungstheorie und der Erwärmung.

Dass in dünnen Streifen die Wirkung ceteris paribus grösser ist, liegt darin, dass überhaupt die Potentialdifferenzen an zwei Punkten eines dickeren Streifens immer relativ klein sind. Der Einwand, dass die auf das Glas gekitteten Platten nur sehr wenig deformirt werden können, ist dadurch zu widerlegen, dass die beobachtete Wirkung auch klein ist. Schon bei schwacher Berührung entgegengesetzter Ecken der Platte mit den Fingern erhält man viel stärkere Galvanometerablenkungen, als durch das Peltier'sche Phänomen.

Gegen diese Erklärung wird eingewendet, dass die Hall'sche Wirkung proportional der Intensität des Batteriestromes ist, während, wenn sie secundär durch den Strom selbst hervorgerufen wäre, ihre Beziehung zu der Intensität nicht linear sein könnte [1]). Nach Hall würde sie der dritten Potenz des Hauptstromes proportional sein [2]). Jedenfalls bedarf es zur Aufklärung noch weiterer Versuche.

Zu Bd. III, hinter §. 202. Roiti [3]) hat das Hall'sche Phänomen an sehr dünnen, zwischen zwei rechteckigen Spiegelglasplatten von 55 mm (verticaler) Höhe und 60 mm (horizontaler) Breite enthaltenen Flüssig-

[1]) Lorentz, Versch. en Meded. d. Ak. v. Wetensch. te Amsterdam 19, p. 217, 1883*; Beibl. 8, p. 873*. — [2]) Hall, Telegr. Journ. and Electr. Review, 1884, April, p. 331*; Beibl. ibid. — [3]) Roiti, Atti della R. Acc. dei Lincei 1882*. Beibl 7, p. 619*.

keitsschichten (Lösung von Zinkvitriol) studirt. Die Glasplatten waren durch einige gefirnisste Velinpapierstücke in Entfernungen von 0,04 bis 0,05 mm von einander gehalten und zwischen zwei verticalen Ebonitbüchsen befestigt; unten und oben waren sie mit Kitt verklebt. Zur Ableitung zum Galvanometer dienten gebogene Glasröhren, welche in Löcher in den Glasplatten eingeschliffen, mit derselben Flüssigkeit wie der Raum zwischen den letzteren gefüllt waren und die Zinkelektroden enthielten. Nach dem Durchleiten des Stromes während einiger Zeit zwischen starken, in die Axen der seitlichen Büchsen gesteckten Zinkelektroden wurde die immer auftretende Polarisation constant.

Wenn der auf den Apparat wirkende Magnet eine nach oben gerichtete ponderomotorische Wirkung auf den Stromleiter ausübte, so wurde die Ablenkung durch die vom Hauptstrome derivirten Ströme in dem mit den transversalen Elektroden $A$ und $B$ verbundenen Galvanometer geschwächt, wenn die Zinkvitriollösung eine unter der dem Maximum der Leitungsfähigkeit entsprechende Concentration hatte, sie wurde verstärkt, wenn die Concentration grösser war; so dass also im ersten Falle die Leitungsfähigkeit der Flüssigkeit zwischen den Elektroden des Hauptstromes $C$ und $D$ der Säule durch die Magnetisirung verbessert, im zweiten verschlechtert erscheint, wodurch im ersten Falle ein geringerer, im letzteren ein grösserer Stromesantheil zu dem Galvanometer abgezweigt wird. Wenn aber die ponderomotorische Wirkung des Magnetes nach unten gerichtet ist, so geschieht in beiden Fällen das Gegentheil. Entweder werden also die leitenden Salzmoleküle durch die Wirkung des Magnetes verschoben und bilden besser oder schlechter leitende Reihen zwischen den Polen, oder, was wahrscheinlicher ist, die Concentration wird durch den Magnet zwischen den Polen verändert, wodurch sich sofort die entgegengesetzte Wirkung über und unter dem Maximum der Leitungsfähigkeit ergiebt. Roiti meint, die Salzlösung bleibe beim Durchleiten des Stromes nie homogen, sondern werde unten concentrirter, und durch die Wirkung des Magnetes werde sie homogener, indem die unteren Schichten nach oben träten und die oberen in die Büchsen zurückflössen. Auch wird die Erscheinung deutlicher bei längerem Durchleiten des Stromes, wodurch bei Ansammlung von Salz an der einen Elektrode die Flüssigkeit noch unhomogener wird. Wird absichtlich in eine der Büchsen concentrirtere Lösung gegossen, so tritt bei Anstellung des Versuchs nach einigen Stunden die Wirkung besonders stark hervor. Wird durch den Apparat längere Zeit Zinkvitriollösung vom specif. Gewicht 1,340 in grosser Menge geleitet, so zeigt sich anfangs das Phänomen nicht. Nachdem aber auf dem Boden der Büchsen Zinkvitriolkrystalle gelegen hatten, so trat es gleich beim Einleiten des Stromes sehr deutlich hervor.

In vollkommen gesättigter Lösung blieb es ganz aus, sowie auch, wenn zwischen die Glasplatten ein dünnes, mit der Lösung getränktes Blatt Filtrirpapier oder Quecksilber gebracht wurde; nicht minder bei Spiegelamalgam.

Eisenchloridlösung verhielt sich wie verdünnte Zinkvitriollösung. Also auch hier könnte das Phänomen durch Ablenkung von Theilen der Lösung, deren Concentration und Leitungsfähigkeit durch den Strom verändert ist, durch den Magnet secundär bedingt sein.

Zu Bd. III, §. 216. Note. Ueber Spiralen mit variabler Windungszahl siehe auch Wallentin. Wien. Ber. [2] 75, p. 1877*.

Zu Bd. III, §. 217. Zur Bestimmung der Drehungsmomente von Spiralen bedient sich Lord Rayleigh[1]) der Methode von Bosscha, wobei er die Widerstände derselben mittelst der Wheatstone'schen Drahtcombination bestimmt.

Bei Bestimmung des mittleren Radius der Spiralen ist zu beachten, dass derselbe nicht der dem Mittelpunkt des rechteckigen Querschnittes der Windungen entsprechende Radius ist, wie Maxwell annimmt, indem die unregelmässige Dichtigkeit der Windungen in Betracht kommt. Ist der Anfangspunkt der Coordinaten $x$ und $y$ der Mittelpunkt der Dichtigkeiten $\varrho$ des Querschnittes (ähnlich wie der Schwerpunkt), so ist $\int\int \varrho\, x\, d x\, d y = 0$ und $\int\int \varrho\, y\, d x\, d y = 0$, wo die Integrale über den ganzen Querschnitt auszudehnen sind. Ist $P$ eine Function von $x$ und $y$, $P_1$ ihr mittlerer Werth in Bezug auf $x$ und $y$, $P_0$ ihr Werth am Anfangspunkt, so ist $P_1 \int\int \varrho\, d x\, d y = \int\int P \varrho\, d x\, d y$, woraus folgt, wenn $\xi$ und $\eta$ die Breite (in der Richtung des Radius) und Höhe (senkrecht gegen denselben) des Querschnittes sind, unter Vernachlässigung der Glieder zweiter Ordnung:

$$P_1 = P_0 + \frac{1}{24}\left(\xi^2 \frac{d^2 P}{d x_0^2} + \eta^2 \frac{d^2 P}{d y_0^2}\right).$$

Ist $A$ der mittlere Radius, so wird das Drehungsmoment:

$$G_1 = \frac{2\pi}{A}\left(1 + \frac{1}{12}\frac{\xi^2}{A^2} - \frac{1}{8}\frac{\eta^2}{A^2}\right).$$

Ist also das Verhältniss der Drehungsmomente bestimmt, so kann auch der mittlere Radius bestimmt werden. Ferner ist die mittlere Fläche der Windungen:

$$g_1 = \pi A^2 + \frac{1}{2}\pi \xi^2.$$

Der Verf. giebt dieser Methode den Vorzug vor der von F. Kohlrausch (§. 219), weil in letzterer die Cuben von schwer zu bestimmenden Entfernungen mit einander zu vergleichen sind.

Zu Bd. III, §. 221 u. flgde. Eine ausführliche Berechnung über die gegenseitige Einwirkung zweier in einer Horizontalebene um verticale Axen schwingenden Magnete ohne Einfluss des Erdmagnetismus bei Ver-

---

[1]) Lord Rayleigh, Proc. Cambr. Phil. Soc. 4, p. 14, 1883*; Beibl. 7, p. 718*.

ässigung höherer Potenzen als der dritten, siehe Weihrauch, Nouv. de la Soc. Imp. des Naturalistes de Moscow [4] 14, 1883*.

Bei breiteren und dickeren Magneten ist der Einfluss der Quer-nsionen der Magnete bei den Ablenkungsversuchen zu berücksichtigen. diese namentlich bei erdmagnetischen Untersuchungen wichtigen ältnisse sind von Chwolson[1]) Formeln entwickelt worden.

Zu Bd. III, §. 295. Zur Messung sehr schwacher alternirender me ersetzt Bellati[2]) die Stahlnadel des Galvanometers durch einen hen Eisendraht.

Zu Bd. III, §. 297. Braun[3]) astasirt den Magnetspiegel des egelgalvanometers durch einen die Rollen bei ihrer nächsten Nähe an n Magnet umfassenden Eisenring, welchen man wegen seines remanen-Magnetismus dreht, bis der Magnet auf Null steht[3]). — Hierdurch nn man zugleich vorübergehende locale Einflüsse, z. B. von vorbei-renden Wagen mit eisernen Axen u. s. f., beseitigen.

Zu Bd. III, §. 313. Bei einem Galvanometer von Th. und A. Gray[4]) d zwei Hufeisenmagnete von 1 mm dickem Stahldraht mit ihren Schen-ln je in einer Verticalebene an einem horizontalen, ihre Biegungen rbindenden Aluminiumrahmen befestigt, der an einem verticalen mit iegel versehenen Stabe angebracht ist, welcher letztere an einem Cocon-den hängt.

Die vier Schenkel der Hufeisenmagnete sind horizontal umgebogen, ass sie etwa in der Peripherie eines um den Aufhängefaden als Axe eschriebenen Kreises liegen und in die Höhlungen von vier Drahtspiralen ingesenkt, deren horizontale Axen in zwei über einander liegenden pa-allelen Horizontalebenen in die Tangenten an der Oberfläche jener Cylin-ler fallen. Durch eine Commutatorplatte können die Spiralen neben und ninter einander verbunden werden.

Bei einer anderen Form liegen die vier, an ihren Enden etwas ausgeweiteten Spiralen mit ihren Axen einander parallel und ein S-förmiger, horizontaler Bügel trägt die von entgegengesetzten Seiten in sie eingesenkten Magnete. Dieses System ist leicht sehr nahe astatisch herzustellen. Ein über dem Apparat befestigter magnetischer Stahlbügel dient zum Astasiren, wie bei dem Galvanometer von Thomson.

Auch Rosenthal[5]) wendet einen kleinen, an seiner Biegung in Mitten einer cylindrischen dämpfenden Kupferhülse aufgehängten, mit einem Spiegel versehenen hufeisenförmigen Magneten an, dessen Schenkel unten in zwei in entgegengesetzter Richtung nach einem Kreise gekrümmte Stifte enden, welche in horizontale, vom Strome durchflossene

---

[1]) Chwolson, Mém. de St. Petersb. [7] 31, Nr. 10, Auszug*; Beibl. 8, p. 657*. — [2]) Bellati, Atti del. R. Ist. Venet. 1, 1883*; Beibl. 7, p. 617*. — [3]) Braun, Centralzeitg. f. Opt. u. Mech. 4, p. 133, 1883*; Beibl. 7, p. 780*. — [4]) Th. und A. Gray, Proc. Roy. Soc. 36, p. 287, 1884*; Beibl. 8, p. 833*. — [5]) Rosenthal, Wied. Ann. 23, p. 6, 677, 1884*.

und in Schlitze des Dämpfers eingelegte Drahtrollen (je 200 Windungen von 0,05 cm dickem übersponnenen Silberdraht) hineinragen.

Zu Bd. III, §. 340. Eine besondere Einrichtung eines strommessenden Apparates hat Lippmann[1]) bei seinem Quecksilberelektrodynamometer angewendet. Er leitet einen Strom durch eine Spirale und eine in der Mitte derselben befindliche kleine parallelepipedische, mit Quecksilber gefüllte Kammer, welche seitlich mit den beiden Schenkeln eines Manometers in Verbindung steht. Durch die elektrodynamische Wechselwirkung zeigt das Manometer eine Ablenkung, welche dem Quadrat der Stromintensität proportional ist. Der Apparat kann auch zur Messung der mittleren Intensität alternirender Ströme dienen. Er lässt sich leicht auf absolutes Maass graduiren.

Carpentier[2]) hat einen ähnlichen Apparat bereits im Jahre 1881 construirt; in welchem in die beiden gegenüberstehenden Seitenflächen eines flachen Glasgefässes zwei Capillarröhren als Manometer eingesetzt waren. Dieselben endeten oben in Kugeln, welche bis zur halben Höhe mit Quecksilber gefüllt waren. Die eine trug ein Capillarrohr und enthielt über dem Quecksilber gefärbten Alkohol, dessen Verschiebungen beim Einführen der Kugel in ein Magnetfeld und beim Durchleiten eines Stromes bestimmt wird.

Zu Bd. III, §. 342, Citat 1. Verbesserungen dieses Apparates s. Obach, Phil. Mag. [5] **16**, p. 77, 1883*; Beibl. **7**, p. 780*.

Zu Bd. III, §. 349. Unter den vielen für technische Zwecke construirten Messapparaten erwähnen wir nur die Galvanometer von Sir W. Thomson[3]), bei denen eine mit einem Zeiger versehene Magnetnadel aus vier horizontalen, 1 cm langen, die Kanten eines Prismas bildenden und gleichgerichteten, in einen Aluminiumrahmen eingesetzten Magneten zusammengesetzt ist, event. durch einen halbkreisförmigen, von oben die Nadel umfassenden Magnet stärker gerichtet wird, und auf einem Schlitten in der Verlängerung der Axe einer mit ihren Windungen in der Ebene des Meridians liegenden flachen Spirale verschoben wird. Für Messung von Potentialdifferenzen wird die Spirale aus sehr langem Draht, bei der von Stromintensitäten aus einem 1,2 cm breiten, 1,5 cm dicken, sechsmal umgewundenen Kupferblechstreifen, event. aus einem einfachen Kupferring gebildet. So kann man Ströme von 0,01 bis 1000 Ampères messen.

Zu Bd. III, §. 349. Bei dem Galvanometer von Böttcher[4]) hängt ein 1,5 cm dicker, 20 cm langer Eisencylinder an einer Federwage in einer vom Strome durchflossenen, 20 cm langen Spirale. Nach einer Tabelle wird die den Verschiebungen des Eisenkernes entsprechende Strom-

---

[1]) Lippmann, Compt. rend. **98**, p. 1534, 1884*. — [2]) Carpentier, Compt. rend. **98**, p. 1376*. — [3]) Sir W. Thomson, s. Gray, Nat. **26**, p. 506, 1882*; Beibl. **7**, p. 312*; ähnlich auch Ducretet, Compt. rend. **97**, p. 254, 1883*. — [4]) E. Böttcher, Centralbl. f. Elektrotechn. **5**, p. 620*; Beibl. **8**, p. 48*.

intensität bestimmt. Bei den ähnlichen Apparaten von Blyth[1]) und F. Kohlrausch[2]) wird durch Verstellen der Feder der Kern immer wieder in die gleiche Lage zur Spirale gebracht. Auch kann der Kern mit einer Scala versehen, und an derselben die Tiefe des Einsinkens in die Spirale, bez. die Stromintensität abgelesen werden.

Costa Saya und Nicotra[3]) lassen einen horizontal an einem Ende befestigten geraden Magnet durch einen unter das andere Ende gestellten Elektromagnet anziehen, und können aus der Biegung das Moment des letzteren und die Intensität des erregenden Stromes, bestimmen.

Zu Bd. III, hinter §. 349. Wie wir mehrfach erwähnt haben, kann die Stärke eines Magnetfeldes an verschiedenen Stellen aus dem Ausschlage eines Galvanometers bestimmt werden, welches mit einer kleinen Inductionsspirale verbunden ist, die an jene Stellen gebracht und plötzlich entfernt wird oder deren Windungsebene daselbst senkrecht auf den Magnetkraftlinien steht und die plötzlich um 180° gedreht wird.

Andere Methoden für technische Zwecke rühren von Sir W. Thomson[4]) her. Bei der einen wird durch eine an der betreffenden Stelle befindliche rechteckige Spirale ein Strom geleitet und der Widerstand seiner Schliessung so regulirt, dass die Schwingungen gerade aperiodisch werden. Bei der anderen wird ein vom Strome durchflossener verticaler, unten belasteter Draht in das Magnetfeld gehängt und seine Ablenkung compensirt, indem er unten durch horizontale Fäden mit Pendeln verbunden wird, deren Aufhängepunkte geeignet verschoben werden, wobei ihre Ablenkung gemessen wird.

Zu Bd. III, §. 366. Dion und Vicentini[5]) ersetzen die gewöhnlichen Drahtspiralen durch ein dünnes, unter Zwischenlegung eines dünnen lackirten Seidenbandes um die Schenkel der Magnete gelegtes Kupferband von gleicher Höhe mit den Schenkeln.

Zu Bd. III, §. 369. Ricco[6]) hat einen Magnet aus einem Eisenkern gebildet, welcher mit einer langen dünnen Eisenplatte unter Zwischenlegung eines Papierstreifens umwickelt ist. Das äussere Ende der Platte ist mit dem einen, das innere an den Kern angelöthete mit dem anderen Zuleiter des Stromes verbunden.

Zu Bd. III, §. 387, Note. Citate zur mathematischen Berechnung der Magnetisirung.

Riecke, Wied. Ann. **13**, p. 465, 1881*. Bei den Entwickelungen von L. Weber werden die Summen der Reihen $1 - \lambda + \lambda^2 - \lambda^3 \ldots$

---

[1]) Blyth, Lum. électr. **9**, p. 152, 1883*; Beibl. **7**, p. 719*. — [2]) F. Kohlrausch, Elektrotechn. Zeitschr. 1884, p. 13*; Beibl. **8**, p. 234*. — [3]) Costa Saya, La Scienza contemporanea **1** [4], Messina 1883*. Nicotra, Nuovo Cimento [3] **14**, p. 52, 1883; Beibl. **8**, p. 49*. — [4]) S. Gray, Phil. Mag. [5] **16**, p. 144, 1883*; Beibl. **8**, p. 80*. — [5]) Dion, Lum. électr. **5**, p. 178, 1881*. Vicentini, Ann. del. R. Ist. Tecnico di Torino **9**, p. 1, 1882*; Beibl. **7**, p. 720*. — [6]) Ricco, Bullet. della Soc. di Sc. nat. ed econom. di Palermo 8. Oct. 83*; Beibl. **8**, p. 318*.

$= 1/(1 + \lambda)$ und $1 - 2\lambda + 3\lambda^2 \ldots = 1/(1 + \lambda)^2$ gebildet, wo $\lambda = 4\pi\varkappa$ und $\varkappa$ die Magnetisirungsfunction (§. 401) ist. Da $\lambda$ für Eisen, Nickel, Kobalt viel grösser als Eins ist, ist dies unstatthaft [1]). Die richtige Entwickelung für alle Fälle ist l. c. von Riecke gegeben.

Giuliani, Magnetisches Moment eines abgekürzten Kegels und eines dreiaxigen Ellipsoids. N. Cimento [3] **11**, p. 139, 1882*.

Ditte, Vertheilung auf Kugel und Hohlkegel. Osterprogramm des Realgymnasiums zu Elberfeld 1883.

Beltrami, Magnetisches Potential. N. Cimento [3] **11**, p. 97, 1882*.

Beltrami, Magnetische Schichten (Solenoide). Acta mathemat. [3] **2**, p. 141, 1884*; Beibl. **8**, p. 394*.

Beltrami, Ersatz der Magnete durch Ströme. Rend. Ist. Lomb. [2] **16**, p. 431, 1883*; Beibl. **7**, p. 717*.

Zu Bd. III, §. 434. Statt bei dieser Methode den compensirenden Magnetstab dem Magnetometer zu nähern, dreht ihn Hughes [2]) in seiner magnetischen Wage um seinen Mittelpunkt. Die Drehung wird an einer Theilung abgelesen.

Zu Bd. III, §. 471. Für sehr kleine Werthe des in der Volumeneinheit inducirten Magnetismus $m$ ergeben sich aus Beobachtungen an den vier gestrecktesten Ellipsoiden von Riecke die Formeln

$$\varkappa_{IV} = 16 + 1{,}3 \,.\, m \qquad \varkappa_{VI} = 15 + 0{,}49 \,.\, m$$
$$\varkappa_{V} = 21 + 0{,}55 \,.\, m \qquad \varkappa_{VII} = 18 + 0{,}63 \,.\, m$$

Aus den Beobachtungen von Baur an einem Ringe (Bd. III, §. 703) berechnet sich bei etwas grösseren Werthen von $m$

$$\varkappa = 15{,}0 + 0{,}49 \,.\, m \qquad \varkappa = 15{,}5 + 0{,}21 \,.\, m$$

Diese Uebereinstimmung kann bei dem grossen Einfluss der Eisensorte auf den Werth von $\varkappa$ als genügend bezeichnet werden und erscheint als ein wesentlicher Beweis für die Anwendbarkeit der mathematischen Theorie von Riecke [3]).

Die in den Ellipsoiden I, II, III erhaltenen Resultate können hierbei nicht berücksichtigt werden wegen der Unsicherheit der Windungsfläche der Spirale.

Zu Bd. III, §. 496. Nach Lamont [4]) verhält sich die Abschwächung zur Verstärkung von permanenten Magneten durch kleine, im einen oder anderen Sinne wirkende, magnetisirende Kräfte wie 4 : 3.

F. Kohlrausch [5]) hat entweder einen in einer Spirale liegenden Magnet mit derselben aus der Ostwestlage in die Nordsüdlage im einen oder anderen Sinne übergeführt und die Inductionsströme in der Spirale gemessen, oder auf den in der Inductionsspirale liegenden Magnet einen

---

[1]) Gef. Originalmittheilung. — [2]) Hughes, Proc. Roy. Soc. **36**, p. 167, 1884*; Beibl. **8**, p. 659*. — [3]) Gef. Originalmittheilung. — [4]) Lamont, Erdmagnetismus, p. 149, 1849. — [5]) F. Kohlrausch, Wied. Ann. **22**, p. 411 1884*.

durch eine besondere Windungslage im einen oder anderen Sinne geleiteten Strom wirken lassen, wobei die Induction durch diesen Strom durch eine zweite Doppelspirale compensirt wurde. Danach sind die temporären Veränderungen des Momentes bei Vermehrung und Verminderung desselben durch gleiche Kräfte einander gleich.

Zu Bd. III, §. 513. Für eine Annahme von Hughes, dass wenn beim Durchleiten intermittirender Ströme durch einen Magnetstab Inductionsströme in einer denselben umgebenden Spirale entstehen, die Ströme im Magnet in Spiralen verlaufen, liegt bei der dieselben erklärenden bekannten Drehung der magnetischen Molecüle kein Grund vor. Nach Ewing[1]) könnte man die Annahme prüfen, wenn man z. B. innerhalb und ausserhalb eines Eisenrohres Inductionsspiralen anbrächte und sie mit einem Galvanometer oder Telephon in entgegengesetzter Richtung verbände. Werden in ihnen bei Magnetisirung des Eisenrohres Ströme inducirt, welche sich gerade aufheben, so muss dies auch beim Durchleiten intermittirender Ströme durch das Rohr geschehen, wenn sich dabei nur das magnetische Moment ändert, nicht aber, wenn die Ströme helicoidal verlaufen.

Zu Bd. III, §. 573. Nach F. Kohlrausch[2]) und Hallock beträgt der durch die verschiedenen, Bd. III, §. 444 ff., erwähnten Methoden bestimmte Polabstand von verschiedenen Magneten, glasharten Rundstäben von 5 cm Länge und 0,4 cm Dicke bei verschiedenen Sättigungen, zweien Parallelepipeden von den Dimensionen 44, 2,3 und 10 cm, einem harten, 30 Stunden ausgekochten Hohlcylinder von 16 cm Länge und 1,6 cm äusserem Halbmesser, harten Stahlcylindern von 16 cm Länge und 1,48 cm Dicke, bezw. 30 oder 20 cm Länge und 1,03 cm Dicke zwischen 0,81 und 0,85 der Länge des Magnetes. Er ist also nahe der gleiche für alle Magnete. Die Pole liegen etwa $^1/_{12}$ der Länge von den Enden entfernt.

Für eine Kreisscheibe von 2,2 cm Durchmesser und 0,17 cm Dicke war der Polabstand 0,80, für einen Ringmagnet von 2,3 cm äusserem, 1,9 cm innerem Durchmesser und 0,22 cm Dicke 0,88 des Durchmessers.

Zu Bd. III, hinter §. 573. Die von Riecke[3]) sogenannten äquivalenten Pole (Bd. III, §. 449) haben eine auch praktische Bedeutung gewonnen dadurch, dass die Theorie gewisser neuerer Magnetometer (z. B. der compensirten Magnetometer von Weber, der Variationsmagnetometer von Kohlrausch, der magnetischen Wagen von v. Helmholtz und Töpler) von der Einführung derselben Gebrauch macht. Es mögen daher die folgenden, dieselben betreffenden Sätze angeführt werden.

Aequivalente Pole eines Magnetes sind diejenigen beiden Punkte, welche mit entgegengesetzten magnetischen Massen beladen, den Magnet in seinen Fernwirkungen zu ersetzen im Stande sind für alle die-

[1]) Ewing, Phil. Mag. [5] 13, p. 423, 1882*; Beibl. 6, p. 809*. — [2]) F. Kohlrausch, Wied. Ann. 22, p. 411, 1884*. — [3]) Gef. Originalmittheilung.

jenigen Entfernungen, deren vierte Potenz gegenüber der vierten Potenz der Magnetlänge als unendlich gross betrachtet werden kann.

Das den äquivalenten Polen zugehörige magnetische Moment ist gleich dem magnetischen Momente des ganzen Stabes.

Allen Punkten, welche auf einem und demselben, von dem Mittelpunkte des Magnetes aus gezogenen Radiusvector liegen, entspricht dasselbe Paar äquivalenter Pole; dagegen ändert sich die Lage derselben im Allgemeinen mit der Richtung des Radiusvectors.

Es sei $M$ das magnetische Moment eines Stabes, die Richtung seiner Axe sei die $x$-Axe eines rechtwinkligen Coordinatensystems; $A, B, C$ seien die Coordinaten eines im Inneren des Magnetes liegenden Punktes, $E$ die in demselben vereinigte magnetische Masse; dann ist die Distanz $2L$ der äquivalenten Pole für die erste Hauptlage gegeben durch

$$L^2 = \frac{\Sigma E A^3 - {}^3/_2 \Sigma E A B^2 - {}^3/_2 \Sigma E A C^2}{M},$$

für die zweite Hauptlage durch

$$L^2 = \frac{\Sigma E A^3 - 4 \Sigma E A B^2 + \Sigma E A C^2}{M}.$$

Beide Ausdrücke sind identisch, wenn $\Sigma E A B^2 = \Sigma E A C^2$, und in diesem Falle ist die Lage der äquivalenten Pole von der Richtung des Radiusvectors unabhängig. Bei sehr gestreckten Stäben wird

$$L^2 = \frac{\Sigma E A^3}{M}.$$

Ganz analoge Sätze gelten für die Wirkung, welche der Ring einer Tangentenbussole auf die in den Mittelpunkt desselben eingehängte Nadel ausübt. Die Lage der äquivalenten Pole ist in diesem Falle abhängig von dem Ablenkungswinkel $\alpha$, und zwar ist:

$$L^2 = \frac{\Sigma E A^3}{M} - \frac{4 - 15 \sin^2 \alpha}{1 - 5 \sin^2 \alpha} \frac{\Sigma E A B^2}{M} + \frac{1}{1 - 5 \sin^2 \alpha} \frac{\Sigma E A C^2}{M}.$$

Dabei ist die $x$-Axe wieder als zusammenfallend mit der magnetischen Axe der Nadel, die $z$-Axe als die verticale Drehungsaxe angenommen. Wenn $\Sigma E A B^2 = \Sigma E A C^2$, so wird

$$L^2 = \frac{\Sigma E A^3 - 3 \Sigma E A B^2}{M}.$$

Die Lage der äquivalenten Pole kann gefunden werden durch Beobachtung der Fernwirkungen des Magnetes; dieselbe kann andererseits berechnet werden, wenn die äquivalente Massenvertheilung an der Oberfläche des Magnetes gegeben ist.

Die folgende Tabelle enthält die Resultate einiger Beobachtungen. $\lambda$ bezeichnet das Verhältniss des Polabstandes zu der Länge des Magnetes, $s$ das Verhältniss des Abstandes der magnetischen Schwerpunkte (Massenmittelpunkt der äquivalenten Oberflächenbelegung) zu der Magnet-

länge. Die äquivalente Oberflächenbelegung ist in bekannter Weise durch Verschiebung einer Inductionsspirale längs der Axe des Magnetes ermittelt.

Polabstände, berechnet aus der äquivalenten Oberflächenbelegung.

| $\lambda$ | $s$ | | Beobachter |
|---|---|---|---|
| 0,82 | 0,72 | Magnet von 25 cm Länge und quadratischem Querschnitt | van Rees |
| 0,80 | 0,71 | Zwei Stäbe von 30 cm Länge und 1 cm Durchmesser | Schaper |

Die Werthe stimmen also mit den sonst gefundenen überein.

Für ein gleichförmig in der Richtung der Axe magnetisirtes verlängertes Rotationsellipsoid $x^2/a^2 + y^2/b^2 + z^2/b^2 = 1$ ergiebt sich, wenn $b = 1/2\, a$, $\lambda = s = 0{,}67$. Wenn $a$ sehr gross gegen $b$ ist, so wird $\lambda = 0{,}77$, $s = 0{,}67$. Bei Magneten von besonderer Form oder abnormer Magnetisirung kann der Polabstand imaginär werden. Ein solcher Fall ist von Riecke beobachtet.

Zu Bd. III, §. 626. Vergl. über die Untersuchungen von H. Meyer eine Polemik zwischen v. Waltenhofen, Wied. Ann. **20**, p. 835, 1883*, und H. Meyer, ibid. **22**, p. 286, 1884*.

Zu Bd. III, §. 636. Siehe auch Wied. Ann. **20**, p. 621, 1883*.

Zu Bd. III, §. 655. Annähernd ist das Maximum der Anziehung verschieden langer Eisenkerne durch Spiralen nach Böttcher[1]) erreicht, bei gleicher Länge beider, wenn der Kern mit $1/4$ seiner Länge, ist der Kern doppelt so lang, wie die Spirale, wenn er mit $1/2$ seiner Länge, ist er dreimal so lang, wenn er mit $1/3$ seiner Länge hineinragt.

Bei doppelt conischen Eisenkernen ist die die Veränderungen der relativen Anziehung angebende Curve die gleiche, wie für einen cylindrischen Kern; ebensowohl bei gleicher Länge von Kern und Spirale, wie bei dreifacher Länge des ersteren.

Zu Bd. III, §. 749. Frankenbach[2]) stellt die magnetischen Curven her, indem er Eisenfeile (*ferrum reductum*) auf Wasser in einem Glasteller streut. Dieselben ordnen sich sowohl durch den Erdmagnetismus, wie durch genäherte Magnete.

Zu Bd. III, hinter §. 771. Perard[3]) hat den Einfluss der Torsion auf vertical befestigte, durch den Erdmagnetismus magnetisirte Stäbe mittelst

1) Böttcher, Centralbl. f. Elektrotechn. 1884, p. 324*; Beibl. **8**, p. 599*. — 2) Frankenbach, Wied. Ann. **18**, p. 703, 1883.* — 3) Perard, Bullet. de l'Acad. de Belgique [2] **42**, Nr. 12, 1876*.

der Inductionsströme beobachtet, welche in einer sie umgebenden Spirale inducirt werden. Dadurch erlangen sie einen mit dem Torsionswinkel bis zu einem Maximum steigenden Magnetismus, welcher bei weiterer Torsion nicht mehr wächst. Bei der Detorsion verlieren sie einen Theil ihres temporären Magnetismus, erhalten aber bei erneuter Torsion einen stärkeren Magnetismus, als vorher u. s. f. Endlich vermindert eine Torsion über die elastische Gleichgewichtslage nach der entgegengesetzten Seite die Magnetisirung und dieselbe wird durch die Detorsion aus dieser Lage wieder hergestellt [1]).

Zu Bd. III, §. 792. Nach Knott[2]) ist die Torsion eines longitudinal magnetischen Stabes beim Durchleiten des Stromes bei geringerer Spannung der Drähte meist grösser und beim Nickel entgegengesetzt, als beim Eisen. Ein Maximum der Drehung wurde bei einer mittleren Stromintensität nicht erreicht. Während ich diese Erscheinung bei Eisendrähten auf eine Drehung der Molecüle zurückzuführen gesucht habe, haben Maxwell und Chrystal[3]) dieselbe durch die von Joule beobachtete Verlängerung beim Magnetisiren zu begründen versucht. Durch die vereinte Wirkung der longitudinalen und transversal magnetisirenden Kraft entsteht eine Magnetisirung in schräger Richtung, also eine Ausdehnung in letzterer, wodurch eine Torsion eintreten kann.

Für diese Erklärung würde sprechen, dass beim Nickel die entgegengesetzte Torsion wie beim Eisen auftritt, und Nickelstäbe entsprechend nach den Versuchen von Barrett (Bd. III, §. 809) bei der longitudinalen Magnetisirung sich verkürzen.

Indess müssten doch erst noch genauere Versuche darüber angestellt werden, wie weit die Längenänderung der Körper ausser durch rein mechanische Ursachen, elektromagnetische Zugkräfte, auch durch die Magnetisirung im gleichartigen Magnetfelde hervorgerufen wird. Auch das anomale Verhalten des Cobalts bei der Magnetisirung oder bei der Dehnung wäre in Betracht zu ziehen [4]).

Zu Bd. III, §. 798. Siehe auch Versuche von Shida, Proc. Roy. Soc. 35, p. 404, 1884*; Beibl. 8, p. 528*.

Zu Bd. III, §. 823. Trowbridge und Penrose[5]) haben den Ein-

---

[1]) Siehe auch die Versuche von Ewing (Proc. Roy. Soc. 36, p. 117, 1884*; Beibl. 8, p. 664*) über Inductionsströme in einem Drahte, der in einer Magnetisirungsspirale tordirt und dann erst magnetisirt wird. Diese Resultate müssen ganz denen von Wertheim, §. 769, entsprechen, wo nur die Aenderungen der Magnetisirung des Drahtes durch Inductionsströme in einer ihn umgebenden Spirale gemessen werden. — [2]) Knott, Proc. Roy. Soc. Edinb. 1882 bis 1883, p. 225*; Beibl. 8, p. 399*. — [3]) Chrystal, Magnetism. Encyclop. metrop. p. 270*. — [4]) Eine als neu angegebene Theorie des Magnetismus von Hughes enthält durchaus nichts Neues, sondern giebt nur die schon von W. Weber und mir publicirten Anschauungen wieder, vergleiche Bd. III, §. 528 u. flgde. Hughes, Proc. Roy. Soc. 35, p. 178, 1883*; Journ. Soc. Telegr. Eng. 12, p. 374 1883*. — [5]) Trowbridge und Penrose, Proc. Amer. Acad. 1883, p. 210*. Beibl. 8, p. 143*.

fluss des Magnetismus auf die thermische Leitungsfähigkeit mit negativem Resultat untersucht.

Eine 95 cm lange, 1,3 cm breite, 0,2 cm dicke Stange von weichem, Norwegischen Eisen wurde horizontal durch einen 6 cm breiten, 25 cm hohen, oben und unten offenen Holzkasten gesteckt. 17 cm von jedem Ende der Stange war ein dicker, zum Galvanometer führender Neusilberdraht angelöthet. Beide Hälften derselben waren mit an den Enden mit Watte verstopften Glasröhren umgeben. Die eine Hälfte lag in äquatorialer Lage flach zwischen den 2,5 cm von einander entfernten Polen eines grossen Elektromagnetes und war dort noch mit dickem Asbesttuch bedeckt. Die Stange wurde im Kasten durch einen Bunsen'schen Brenner rothglühend gemacht. Nach längerem Erhitzen ändert sich bei Erregen des Magnetes der etwaige Ausschlag des Galvanometers, was eine Zunahme der Wärmeleitung in der äquatorial magnetischen Hälfte anzuzeigen schien. Wurde die eine Hälfte der Stange axial durch den durchbohrten Kern eines Elektromagnetes geführt, so nahm ebenfalls die Wärmeleitungsfähigkeit derselben zu.

Bei späteren Versuchen wurde indess die Stange 17 cm vom Ende umgebogen, so dass beide Theile dicht über einander lagen, und gleichweit von der Biegung die Neusilberdrähte, etwa in einem Abstande von 0,4 cm von einander, angelöthet. Die Stange wurde 19 cm von den Löthstellen erhitzt. Hierdurch wurde der störende Einfluss der Erwärmung durch die Magnetisirungsspirale eliminirt. Bei äquatorialer Lage wurden die Pole durch dünne Eisenplatten, welche in der Richtung der den Eisenstab umgebenden Glasröhren lagen, verlängert. Indess weder in diesem Falle, noch bei longitudinaler Magnetisirung änderte sich die Leitungsfähigkeit. Dasselbe ergab sich bei einem 1,3 cm breiten Streifen. Die Stärke des Magnetfeldes betrug bei transversaler Magnetisirung 1760 C. G. S. (tausendmal die Horizontalintensität des Erdmagnetismus in Cambridge bei Boston).

Zu Bd. III, §. 829. Die relative Zunahme des Widerstandes $\Delta r/r$ bei der Wirkung der Einheit der magnetisirenden Kraft betrug nach Herb. Tomlinson[1]) bei Drähten von verschiedenem Durchmesser $d$:

---

[1]) Herb. Tomlinson, Proc. Roy. Soc. 18. Juni 1881*; Phil. Trans. 1883, p. 1; Beibl. 6, p. 294; 7, p. 712*.



| Namen | $d$ | $\Delta r/r$ |
|---|---|---|
| Eisen, weich . . . . . . | 0,94 | 2335 |
| Stahl, weich . . . . . . | 0,85 | 1500 |
| Stahl, hart . . . . . . . | 2,33 | 1137 |
| Stahl, sehr hart . . . . | 2,33 | 70 |
| Nickel, weich . . . . . | 1,05 | 8070 |
| Nickel, hart . . . . . . | 7,00 | 4343 |
| Cobalt, hart . . . . . . | 7,50 | 628 |
| Wismuth, hart . . . . . | 3,30 | 21 |

Weiches Nickel zeigte also den grössten Einfluss, Kupfer zeigte nichts, Zink nur bei sehr starken Kräften eine Zunahme.

Da bei Nickel der longitudinale Zug gerade entgegengesetzt wirkt wie in den übrigen Metallen, so können wir die Wirkung der Magnetisirung, welche für die verschiedenen Metalle in gleichem Sinne erfolgt, nicht auf gleiche Ursachen zurückführen.

Circulare Magnetisirung beim Hindurchleiten eines Stromes scheint, wie sich bei Vergleichung der Widerstände von Platin und Eisen ergiebt, sehr wenig Einfluss auf den Widerstand zu haben.

Temporäre Längsdehnung vermindert wesentlich die Einwirkung der Magnetisirung auf den Widerstand, indess kann die Dehnung nicht so weit getrieben werden, um den Sinn der Aenderung zu modificiren.

Zu Bd. III, hinter §. 833. Neesen[1]) hat den Leitungswiderstand zweier verschieden langer, mit Eisenvitriol gefüllter Glasröhren von 11,9 mm Weite mittelst der Wheatstone'schen Drahtcombination verglichen, wobei die Widerstände der beide Röhren enthaltenden Zweige durch Einschaltung von Rheostatenlängen gleich gemacht wurden. Bei verschiedenen Elektroden, am besten dicken Stricknadeln oder eisernen Holzschrauben, ergab sich, als die eine Röhre zwischen die Pole eines starken Magnetes mit breiten Armaturen in äquatorialer Lage gebracht wurde, kein merklicher Einfluss; liefen aber die magnetischen Curven parallel den Stromlinien, so schien das Leitungsvermögen vergrössert oder die Polarisation an den Elektroden etwas vermindert zu werden.

Paktowsky[2]) hat dagegen in langen Glasröhren voll Eisenchloridlösungen, welche innerhalb einer Reihe starker Magnetisirungsspiralen lagen, keine Aenderung des Widerstandes beobachtet, welche etwa grösser als $^1/_{188000}$ des ursprünglichen Betrages gewesen wäre.

---

[1]) Neesen, Wied. Ann. 23, p. 482, 1884*. — [2]) Paktowsky, Sitzungsbericht d. phys.-math. Abth. der Naturforschergesellsch. zu Kasan 1881*; Beibl. 7, p. 202.

Zu Bd. III, hinter §. 835. Der Widerstand des Wismuths steigt nach Righi[1]), wenn man es in ein Magnetfeld bringt, sowohl bei axialem, wie bei äquatorialem Durchgang des Stromes; indess in ersterem Falle viel stärker (bis um $^1/_8$).

Hartes und gepresstes Wismuth ist für die Wirkung des Magnetismus weniger empfindlich. Die Aenderung des Widerstandes ist proportional der magnetischen Kraft; nur bei kleinen Werthen derselben steigt sie etwas schneller. Mit der Temperaturerhöhung des Wismuths bis auf 100° vermindert sich die Aenderung des Widerstandes durch den Magnetismus.

Zu Bd. III, §. 840. Ein durch den Strom einer Schuckert'schen Flachringmaschine erregter Elektromagnet tönt, entsprechend der Tourenzahl, in verschiedener Tonhöhe[2]).

Zu Bd. III, §. 872. Siehe auch Strouhal und Barus, Wied. Ann. **20**, p. 662, 1883*.

Zu Bd. III, §. 903. Wie bereits erwähnt, können Eisenstäbe bei abwechselnder Magnetisirung und Entmagnetisirung erwärmt werden 1) durch die in ihrer Masse entstehenden Inductionsströme, 2) in Folge der bei der Umlagerung der Molecüle auftretenden magnetischen Frictionswärme, wobei das §. 485 und §. 903 erwähnte, von Warburg[3]) hervorgehobene Verhalten bei der Magnetisirung und Entmagnetisirung zu berücksichtigen ist. — Da die Magnetisirbarkeit des Eisens bis zur Hellrothgluth abnimmt, muss ferner nach W. Thomson[4]) ein Eisenstab bei mittlerer Temperatur bis zu dunkler Rothgluth bei Annäherung an einen Magneten warm, bei Entfernung von demselben kalt werden. Demnach wird bei einem Kreisprocess, bei welchem ein Magnet das Moment $m$ durch eine allmählich wachsende magnetisirende Kraft $k$ erhält und dann wieder bei abnehmender Kraft verliert, die gesammte Arbeit $\int m\,dk$ nicht Null sein. Das Nickel verliert seine Magnetisirbarkeit viel schneller, verhält sich also bei gewöhnlicher Temperatur ebenso. Bei Cobalt steigt dagegen bei gewöhnlicher Temperatur die Magnetisirbarkeit; es verhält sich dabei gerade umgekehrt wie Eisen[5]).

Nach Warburg kann danach noch 3) die Temperaturänderung dadurch bedingt sein, dass sich die Magnetisirungszahl mit der Temperatur ändert.

---

[1]) Righi, J. de Phys. [2] **3**, p. 355*; Beibl. **8**, p. 859*; auch Hurion, Compt. rend. **98**, p. 1257, 1884*; Beibl. **8**, p. 877*. — [2]) Kittler, Elektrotechn. Zeitschr. **5**, p. 38, 1883*; Beibl. **8**, p. 235*. — [3]) Warburg u. Hönig, Wied. Ann. **20**, p. 814, 1883*. — [4]) W. Thomson, Phil. Mag. [5] **5**, p. 24, 1878*. — [5]) Da die Differenz der Magnetkrystallkraft nach verschiedenen Richtungen bei der Erwärmung sinkt, muss auch ein Krystall, welcher im Magnetfeld mit seiner Axe der grössten Magnetisirbarkeit oder des kleinsten Diamagnetismus aus der axialen in die äquatoriale Lage übergeführt wird, sich abkühlen.

In wie weit die ad 2 und 3 erwähnten Einflüsse wirken, haben Trowbridge und Hill[1]) weiter verfolgt, indem sie Stahlsorten von verschiedener Magnetisirbarkeit untersuchten. Die Stäbe (Manganstahl, phosphorhaltiges Eisen u. s. f.) waren in ein mit Quecksilber gefülltes Calorimeter eingesetzt und wurden durch den durch ein Elektrodynamometer gemessenen, herumgeleiteten Strom einer Dynamomaschine mit 6000 Umdrehungen in der Minute eine Minute lang magnetisirt. Dabei war die Erwärmung nahezu die gleiche, also wesentlich durch Inductionsströme bedingt. Im Inneren der Eisenkerne (in einem mit Quecksilber gefüllten Loch) war die Erwärmung etwas kleiner, als ausserhalb.

Bei weiteren Versuchen wurde eine Eisenscheibe von 2,7 oder 1,3 cm Durchmesser und 0,1 cm Dicke zwischen die Pole zweier durch einen rotirenden Commutator abwechselnd entgegengesetzt magnetisirter, gleich starker Elektromagnete gebracht und die Erwärmungen der Scheibe gemessen, während die Axen der Magnete nahe zusammenfielen oder um 90⁰ gegen einander geneigt waren. Die Temperatur der Eisenscheibe wurde durch ein Thermoelement ermittelt, bestehend aus einem Eisen- und einem Neusilberdraht, welche auf den beiden Seiten in der Mitte der Scheibe angelöthet waren. Die Erwärmungen waren die gleichen, mochten die Axen beider Magnete um 90⁰ oder um 180⁰ gegen einander geneigt sein. Eine Kupferscheibe mit einem Kupfer-Neusilberthermoelement erhitzte sich nicht. Hiernach sollte die Erwärmung nicht von Molecularwirkungen, resp. Umlagerungen der magnetischen Molecüle herrühren.

Zur Lösung der gleichen Frage senkte J. Borgmann[2]) in zwei gleiche, 500 cm lange und 4,5 cm weite cylindrische Glasgefässe eine der Länge nach aufgeschnittene Kupferröhre und eine ebensolche Eisenröhre. Die Glasgefässe waren mit Manometern voll Naphta verbunden und mit weiteren Glascylindern umgeben, durch welche Wasser von der Zimmertemperatur floss. Die Apparate standen in ganz gleichen Magnetisirungsspiralen von 54 Windungen von 2 mm dickem Draht, welche von ebenfalls gleichen, dünndrähtigen Inductionsspiralen umgeben waren. Durch beide Magnetisirungsspiralen wurde der 5- bis 20 mal in der Secunde unterbrochene Strom einer Batterie von 4 bis 10 Grove'schen Elementen geleitet. Die an einem Elektrodynamometer gemessenen Intensitäten der in der einen oder anderen Inductionsspirale inducirten Ströme gaben ein Maass für die Magnetisirung des Eisens. Die Kupferröhren zeigten keine Erwärmung, wohl aber die Eisenröhren. Beim bereits wiederholt magnetisirten Eisen wuchs die abgegebene Wärmemenge proportional der Zahl der Unterbrechungen des Stromes pro Secunde und fast proportional (etwas langsamer) der Zunahme des Quadrates des temporären Magnetismus.

---

[1]) J. Trowbridge u. Walter N. Hill, Proc. Amer. Acad. 1883, p. 197, 205*; Beibl. 8, p. 144*. — [2]) J. Borgmann, Journ. d. Russ. phys. Ges. 14, p. 67, 1883*; Beibl. 7, p. 721*.

In nicht aufgeschlitzten Röhren war cet. par. die abgegebene Wärmemenge 1,5 mal grösser als in aufgeschlitzten.

Röhren aus hartem Metall erwärmten sich ebenfalls nach einem den Gesetzen der Wärmeabgabe des Eisens analogen Gesetze. Röhren aus Antimon, welche einer unterbrochenen Magnetisirung unterworfen waren, zeigten Spuren einer Temperaturerhöhung (vielleicht in Folge eines Eisengehaltes?).

Die Beobachtungsresultate widersprechen sich also noch.

Die verschiedenen Ursachen der Erwärmung haben auch Warburg und Hönig[1]) zu trennen versucht. Sie brachten die Eisenmassen in einen sehr dünnen Glascylinder, welcher sich in dem langen cylindrischen Gefässe eines mit Aether gefüllten Thermometers befand, an welches ein U-förmiges Rohr mit Glashahn angesetzt war, in das Quecksilber gegossen wurde. Das Thermometer befand sich in Wasser in einem doppeltwandigen Zinkblechgefäss, um welches die Magnetisirungsspirale gelegt war, welche sich wieder in einer Eiskiste befand.

Wurde der magnetisirende Strom durch einen Interruptor in einer bestimmten Zeit entweder 1) einmal geschlossen und geöffnet, oder 2) geschlossen, geöffnet und dann nochmals in entgegengesetzter Richtung geschlossen und geöffnet, so verhielten sich bei einem (0,7 cm) dicken Eisenstabe I die Erwärmungen $W_1 : W_2 = 5,6 : 10,1$; bei einem dünneren (0,4 cm dicken) Stabe II wie 13,3 : 46, bei Bündeln aus dünnen Drähten und Eisenblechstreifen etwa wie 5,7 : 17,6 oder 2,4 : 7,8. Die Magnetisirungszahl war für die grösste magnetisirende Kraft (das 170 fache der Horizontalcomponente des Erdmagnetismus) für Stab I 7,2, Stab II 12,9, für die Drahtbündel, auch ein Bündel aus Blechen 20,1 bis 21,7.

Die Erwärmung der Eisenstäbe durch die in ihnen erzeugten Inductionsströme muss der Zahl der Unterbrechungen proportional sein; dies zeigt sich nahezu an dem dicken Stabe, in dessen Masse sie sich überwiegend entwickeln. Hätte das Eisen keine Coercitivkraft, so müsste in Folge dessen $W_2 / W_1 = 2$ sein. Dies ist aber nicht der Fall, da bei Umkehrung des Stromes sich auch die Molecüle in die entgegengesetzten Lagen drehen und so die dem letzteren Umstande entsprechende Frictionswärme grösser wird. Diese grösseren Aenderungen des Momentes können auch an der Erwärmung einer Platinspirale nachgewiesen werden, welche in den Schliessungskreis einer die Eisenkerne umgebenden Inductionsspirale eingefügt ist. Ein einfacher Schliessungs- und Oeffnungsstrom gab dabei gleiche Wärmemengen.

Die dritte Ursache der Wärmeerzeugung, die ungleiche Magnetisirbarkeit des Eisens bei verschiedenen Temperaturen hat, wie sich berechnen lässt, bei diesen Versuchen keinen wesentlichen Einfluss.

Zu Bd. III, §. 905. Die Formel $dT/dx = - T/MC.(d\mu/dT)$

[1]) Warburg und Hönig, Wied. Ann. 20, p. 814, 1883*.

hat Wassmuth[1]) an den Versuchen von Herwig (§. 901) zu prüfen versucht; indess stimmen die Resultate nicht genügend; wohl auch wegen des Einflusses des permanenten Magnetismus und der Inductionsströme im Eisen.

Weitere Berechnungen von Wassmuth über die Beziehungen zwischen Torsion und Magnetismus siehe Wien. Ber. [2] 87, p. 82, 1883*; Beibl. 7, p. 621*.

Zu Bd. III, §. 940, Anm. Siehe auch Boltzmann, Wien. Ber. 83 [2], p. 576, 1881* (Berechnung der Wirkung einer Spirale mit mehreren Windungslagen auf einen nahe an ihrem einen Ende liegenden und nahezu conaxialen Cylinder).

Zu Bd. III, hinter §. 990. Quincke[2]) hat den Magnetismus und Diamagnetismus der Körper noch auf andere Weise bestimmt. Er bringt den einen engeren, verticalen oder schrägen Schenkel einer U-förmigen Glasröhre zwischen die Pole eines starken Elektromagnetes und füllt sie so weit mit einer magnetischen Flüssigkeit, dass die Kuppe derselben im engeren Schenkel in der Mitte des Magnetfeldes liegt. Bei Erregung des Elektromagnetes wird die Flüssigkeit stärker in das Magnetfeld gezogen, als die Luft, und steigt deshalb bis zu einer Höhe $h$. Der Druck $hs$ derselben, wo $s$ das specifische Gewicht ist, ist dem Quadrat der Stärke des Magnetfeldes und der Magnetisirungsconstante der Flüssigkeit proportional. Diamagnetische Flüssigkeiten verhalten sich entgegengesetzt.

Nach Abzug der Wirkung auf das Wasser ergab sich so der Atommagnetismus $A$ der Metalle in den Salzlösungen:

| | $MnCl_2$ | $FeCl_3$ | $FeCl_2$ | $CoCl_2$ | $CrCl_2$ | $CrCl_3$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $10^8 A$ | 8,329 | 8,048 | 6,392 | 5,756 | 5,643 | 3,310 |
| $B$ | 100,4 | 100 | 83,1 | 67,2 | — | 41,9 |
| $10^{12} A/B$ | 830 | 805 | 769 | 856 | — | 790 |
| | $Ce(SO_4)_{3/2}$ | $NiCl_2$ | $Di(SO_4)_{3/2}$ | $K_3FeCy_6$ | $CuSO_4$ | $La(SO_4)_{3/2}$ |
| $10^8 A$ | 2,827 | 2,671 | 2,181 | 1,295 | 0,863 | 0,423 |
| $B$ | 30,0 | 30,5 | 68,8 | 16,1 | 10,8 | — |
| $10^{12} A/B$ | 942 | 876 | 317 | 804 | 751 | — |

Die Zahlen $A$ geben die magnetische Druckkraft in Grammen auf den Quadratcentimeter an, um welche das wasserfreie Salz stärker drückt, als die atmosphärische Luft, in einem Magnetfelde von der Kraft Eins (C.-G.-S.), wenn in einem Cubikcentimeter die durch die Aequivalentzahl angegebene Zahl Gramme Salz gelöst sind. $B$ sind die vom Verfasser gefundenen Zahlen. Ausser beim Didymsulfat, welches zur Zeit der Versuche des Verfassers noch nicht rein zu erhalten war, weichen die Quotienten $10^{12} A/B$ nicht allzusehr von einander ab.

---

[1]) Wassmuth, Wien. Ber. [2] 89, p. 104, 1884*; Beibl. 8, p. 665*. — [2]) Quincke, Vorläufige Mittheilung. Nach dem Drucke auch erschienen in Wied. Ann. 24, p. 347, 1885*.

Zu Bd. III, §. 991. Nach Wleügel und Henrichsen[1]) sind die specifischen Magnetismen $m$, der des Wassers gleich 100 gesetzt, und die Molecularmagnetismen $\mu$ einer Reihe von Verbindungen die folgenden:

| | $m$ | $\mu$ | | $m$ | $\mu$ |
|---|---|---|---|---|---|
| Methylalkohol . . . | —94,40 | —3021 | Isopropylalkohol . | —107,51 | —6451 |
| Methyljodid . . . . | 58,01 | 8238 | Propyljodid . . . . | 66,65 | 11331 |
| Methylsulfid . . . . | 102,34 | 6345 | Propylbromid . . . | 74,48 | 9161 |
| Methylacetat . . . | 80,90 | 5987 | Propylchlorid . . . | 100,08 | 7857 |
| Aethylalkohol . . . | 101,09 | 4759 | Propylsulfid . . . . | 107,84 | 12724 |
| Aethyljodid . . . . | 61,96 | 9665 | Isobutylalkohol . . | 109,80 | 8125 |
| Aethylbromid . . . | 68,90 | 7511 | Isobutylacetat . . . | 96,07 | 11167 |
| Aethylsulfid . . . . | 105,48 | 9493 | Wasser . . . . . . . | 100 | 1800 |
| Propylalkohol . . . | 107,51 | 6451 | | | |

Danach bringt jeder Zuwachs an $CH_2$ einen Zuwachs an Molecularmagnetismus nahe gleich — 1640 hervor; auch kann man denselben als zusammengesetzt aus dem der Alkoholradicale und dem der übrigen Theile der Verbindung ansehen, während der Molecularmagnetismus der Alkoholradicale sich aus denen des Wasserstoffs und Kohlenstoffs, — 780,5 und — 5,6 oder 807,6 und 0, zusammensetzt. HO, J, Br, S besitzen in den Verbindungen den gleichen specifischen Magnetismus — 44,3, der des Chlors ist dagegen — 61.

Propyl- und Isopropylalkohol geben denselben Werth, ähnlich andere Isomere.

Zu Bd. III, hinter §. 1035. Zur vollständigen Prüfung der Formeln von W. Thomson hat Stenger[2]) eine Kalkspathkugel von nahe 4,4 cm Durchmesser zwischen den flachen, 17 cm im Durchmesser messenden, 8,8 cm von einander entfernten Polen eines durch 8 grosse Bunsen'sche Elemente erregten Ruhmkorff'schen Elektromagnetes schwingen lassen. Die Kugel war mit wenig Wachs und Colophonium an einen dünnen, radial gerichteten Holzstab gekittet, welcher einen Spiegel trug und oben mit Bajonnetverschluss in eine Fassung eingesetzt war, die an einem dünnen, durch einen galvanischen Strom während der Belastung mit Gewichten ausgeglühten, oben an einem Torsionskopfe befestigten Silberdraht aufgehängt war (vergl. übrigens Bd. I, §. 41, Anm.). Die Lage der optischen Axe der Kugel war bestimmt. Die Stärke des den Magnet erregenden Stromes wurde durch einen Rheostaten constant erhalten und durch ein in eine Zweigleitung eingeschaltetes Galvanometer controlirt. Die Intensität des Magnetfeldes ergab sich durch Drehung einer kleinen Inductionsrolle in demselben gleich 58,098 $cm^{-1/2} g^{1/2} sec^{-1}$. Die Schwingungsdauern $T_1$ und $T_0$ mit und ohne Strom wurden in verschiedenen Lagen der Kugel bestimmt, bei welchen

[1]) Wleügel u. Henrichsen, Wied. Ann. 22, p. 121, 1884*. — [2]) Stenger, Wied. Ann. 20, p. 304, 1883*.

die Drehungsaxe mit der optischen Axe verschiedene Winkel $\vartheta$ machte. Ist $K$ das Trägheitsmoment der Kugel, $\sigma$ ihr Volumen, sind $k_1$ und $k_2$ die Magnetisirungsconstanten für die beiden Hauptaxen des Kalkspaths, ist $F$ die Grösse der magnetisirenden Kraft, so sollte nach der Theorie von W. Thomson:

$$k_1 - k_2 = - \pi^2 K \frac{\frac{1}{T_1^2} - \frac{1}{T_0^2}}{\sin^2 \vartheta . \sigma F^2} = - \frac{\pi^2 K}{\sigma F^2} A$$

sein; d. h. $A$ müsste bei verschiedenen Azimuthen $\vartheta$ den gleichen Werth haben. Derselbe ändert sich aber z. B. bei einer der untersuchten Kugeln, wenn $\vartheta$ von 81,6° bis 9,633° variirt, von 594 bis $1110 . 10^{-6}$, bei einer zweiten Kugel bei einer Aenderung von $\vartheta$ von 86,431 bis 6,07° von 612 bis $2430 . 10^{-6}$. Die Theorie von W. Thomson wird also durch diese Versuche nicht bestätigt.

Zu Bd. III, hinter §. 1071. Kundt[1]) hat die elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene beim Durchgange des polarisirten Lichtes durch dünne durchsichtige Metallschichten von Eisen, Cobalt und Nickel studirt.

Das Eisen wurde auf einem platinirten Glase nach der Methode von Varrentrapp, Cobalt und Nickel aus den schwefelsauren Salzen mit schwefelsaurem Ammon niedergeschlagen. Das durchgehende Licht ist bei Eisen braun, bei Cobalt grau, bei Nickel graublau.

Die Platten werden zwischen die conischen, vorn abgerundeten, auf 4 mm einander genäherten Pole eines durch den 16 Ampères starken Strom einer Gramme'schen Maschine erregten Ruhmkorff'schen Elektromagnetes gebracht und die Drehung bei Anwendung von Sonnenlicht an einer mit dem Metall bedeckten und einer freien Stelle untersucht. Die Drehungen erfolgten alle im Sinne des magnetisirenden Stromes. Sie betrugen beim Eisen bis zu 3° 48′. Wurde das mit Eisen überzogene Glasstück in Schwefelkohlenstoff gebracht, so war die Differenz der Drehungen an den mit Eisen bedeckten und freien Stellen die gleiche, wie in Luft, so dass nicht etwa die Drehung von einem besonderen Einflusse auf das umgebende Medium herrührt.

Die Dispersion im Eisen ist anomal, wenn auch bisher nicht messbar; Licht, welches durch rothes Glas gegangen ist, wird erheblich stärker gedreht als blaues; bei Cobalt und Nickel ist die Dispersion sehr schwach.

Nach Messung der Dicke des Ueberzuges durch Auswägen ergab sich, dass die Drehung im Eisen in dem benutzten Magnetfelde etwa 32 000 bis 35 000 mal so stark ist als durch eine gleich dicke Glasplatte. Dieselbe ist 1462 mal grösser, als die natürliche Drehung in einer Quarzplatte von gleicher Dicke. Cobalt dreht fast eben so stark, Nickel viel schwächer.

[1]) Kundt, Wied. Ann. 23, p. 228, 1884*.

Zu Bd. III, §. 1083. Für eine Glassorte von Dollond und Wasser findet van Schaik [1]) die elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene für die verschiedenen Fraunhofer'schen Linien:

| | $C$ | $D$ | $E$ | $b$ | $F$ | $G$ | $M$ | $N$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Glas . . . . | 0,630 | 0,789 | 1 | 1,040 | 1,199 | 1,573 | 2,231 | 2,457 |
| Wasser . . | 0,630 | 0,795 | 1 | — | 1,192 | 1,559 | 2,172 | 2,389 |

Die Drehungen für $E$ selbst betrugen resp. $6^0 43'$ und $5^0 13'$. — Die Brechungsindices entsprachen für Wasser der Formel $n = A + B/\lambda^2$, für Glas der Formel $n = A + B/\lambda^2 + C/\lambda^4$, wo für

Wasser . . $A = 1,32410$, $\log B = 1,48658$,
Glas . . . . $A = 1,49885$, $\log B = 1,60446$, $\log C = 3,65378$ ist.

Zu Bd. III, hinter §. 1108. Nach Brongersma [2]) wird die elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene in einer Flasche mit Schwefelkohlenstoff, in welcher zwei 8,5 mm grosse, mit einer Holtz'schen Maschine verbundene Kugeln einander gegenüberstehen, bei der Elektrisirung der letzteren etwas kleiner. Da indess bei der Erwärmung der Kugeln dieselbe Verminderung eintritt, so ist fraglich, ob die Erscheinung nicht secundär hiervon herrührt.

Zu Bd. III, §. 1116. W. Voigt [3]) hat seine optische Theorie auch auf die magnetisch drehenden Medien angewendet; ebenso Ketteler [4]).

Wir müssen in Bezug auf diese Arbeiten auf die Originalabhandlungen verweisen.

Zu Bd. III, §. 1120. Ueber die Drehung der Polarisationsebene bei senkrechter Reflexion von Eisen, Cobalt und Nickel hat Kundt [5]) Versuche angestellt. Er ersetzte den dem Beobachter abgewendeten Pol eines durch den Strom einer Gramme'schen Maschine (16 Ampères) erregten Ruhmkorff'schen Elektromagnetes durch einen massiven Stab und liess durch den durchbohrten Schenkel mittelst einer im Winkel von 45° gegen die Magnetaxe geneigten Glasplatte durch ein polarisirendes Nicol'sches Prisma, dessen Polarisationsebene mit der Einfallsebene zusammenfiel, Sonnenlicht auf die äquatorial gestellten Platten fallen und rückwärts reflectiren. Es ging sodann durch die Glasplatte und das analysirende Nicol'sche Prisma.

Gelangt das Licht, dessen Polarisationsebene gegen die Einfallsebene um den Winkel $\alpha$ gedreht ist, auf die Glasplatte, so findet bei dem Durchgange noch eine weitere Drehung statt. Nach den Fresnel'schen Formeln ist der Winkel zwischen der Polarisationsebene nach dem Durchgange und der Einfallsebene gegeben durch die Gleichung $tg\,\gamma = tg\,\alpha / \cos^2 (i - r)$, wo $i$ und $r$ der Einfalls- und Brechungswinkel sind [6]).

[1]) van Schaik, Arch. Néerland 17, p. 373, 1882*; Beibl. 7, p. 919*. — [2]) Brongersma, Arch. du Musée Taylor [2] 3, p. 153, 1882*; Beibl. 7, p. 708*. — [3]) W. Voigt, Wied. Ann. 23, p. 493, 1884*. — [4]) Ketteler, Wied. Ann. 24, p. 119, 1885*. — [5]) Kundt, Wied. Ann. 23, p. 239, 1884*. — [6]) Dieser Einfluss der Glasplatte wird von Kerr und Gordon nicht erwähnt.



Beim Eisen, Nickel und Cobalt ist nach diesen Versuchen die Drehung der Richtung des magnetisirenden Stromes entgegengesetzt, sie nimmt mit der Dicke der Platte zu und ist bei Nickel, wie beim durchgehenden Lichte, etwa nur halb so stark, als beim Eisen und Kobalt. An der Oberfläche verplatinirte Spiegel drehen bei der Reflexion nicht.

Zu Bd. III, §. 1121. Die Hypothese von Fitzgerald steht mit den Versuchen von Kundt nach letzterem insofern im Widerspruche, als bei senkrechter Incidenz das Licht bei einer bestimmten Drehung des analysirenden Nicols ausgelöscht wird, während nach obiger Theorie bei keiner Drehung Dunkelheit eintreten könnte.

Zu Bd. III, §. 1122. Zur Untersuchung der Aenderung der Polarisationsebene bei schiefer Reflexion an den Seiten- und Polflächen eines Magnetes wurde von Kundt[1]) ein grosser hufeisenförmiger, aufrechtstehender Elektromagnet benutzt, dessen parallelepipedische Halbanker auf 29 mm einander genähert wurden und gegen die seitlich ein Stahlspiegel gelegt wurde, welcher sie auf 3 mm berührte. Der Magnet wurde wieder durch den Strom einer Gramme'schen Maschine von 16 Ampères erregt. Als Lichtquelle diente Drummond'sches Licht. Die Polarisationsebene des einfallenden Lichtes lag möglichst genau in oder senkrecht zur Einfallsebene; dasselbe wurde vor dem Magnetisiren vom Analysator völlig ausgelöscht, während desselben konnte bei der Drehung des letzteren nur ein Minimum der Helligkeit erzielt werden. Es wurden je vier Beobachtungen bei wechselnder Stromesrichtung und bei den beiden Lagen der Polarisationsebene des Polarisators gemacht. Die Versuche bestätigen die Resultate von Kerr. Während bei parallel zur Einfallsebene (der langen Diagonale des polarisirenden Prismas) gerichteter Polarisationsebene die Richtung der Drehung für alle Einfallswinkel die gleiche, den Molecularströmen des Magnetes entgegengesetzte ist, ist sie bei senkrecht zur Einfallsebene gerichteter Polarisationsebene jenes Nicols beim Eisen von einem Einfallswinkel von 82° an (etwa wie bei Kerr), bei Nickel von 50 bis 60° an ihnen gleichgerichtet. Der Einfallswinkel der maximalen Drehung ist bei Eisen, wie bei Kerr, 65°. Bei Nickel ist die Drehung erheblich kleiner als beim Eisen.

Auch wenn ein Eisenspiegel nur neben den geschlossenen Magnet gestellt wurde, zeigte sich eine Drehung; nicht aber bei platinirten Glasspiegeln oder Spiegeln von unmagnetischem Metall.

Lässt man Lichtstrahlen auf eine Glasplatte im Magnetfelde fallen, welche in dem Glase von der Hinterfläche reflectirt werden, so kann man die Gesammtwirkung mit Hülfe der Fresnel'schen Formeln berechnen, welche sie bei verschiedenen Einfallswinkeln sowohl bei der Reflexion, wie bei der Brechung, und auch durch die Magnetisirung erfahren.

Die Versuche entsprechen der Rechnung und zeigen ganz dieselben

---

[1]) Kundt, Wied. Ann. 23, p. 243, 1884*.

Eigenthümlichkeiten, wie die Drehung bei der Reflexion von Metallplatten, nur ist die Drehung umgekehrt, wie in letzteren.

Somit dürfte das Licht auch in die Metallplatten bis zu einer gewissen Tiefe eindringen und in denselben magnetisch gedreht werden.

Liegt eine reflectirende Glasplatte auf der Polfläche des Magnetes und fällt die Polarisationsebene des einfallenden Lichtes in die Einfallsebene, so hat die Drehung stets das gleiche positive Vorzeichen; liegt sie senkrecht zur Einfallsebene, so bleibt die Drehung positiv vom Einfallswinkel 0 bis zum Polarisationswinkel, von wo an bis 90° sie negativ wird.

Auch hier verhält sich ein magnetischer Spiegel ganz analog, nur ist sein Drehungsvermögen als negativ anzunehmen.

Zu Bd. III, hinter §. 1122. Auch bei der Reflexion an Wismuth wird die Polarisationsebene gedreht. So bringt Hurion[1]) eine auf eine Spiegelscheibe gegossene spiegelnde Wismuthplatte in äquatorialer Lage zwischen die durchbohrten conaxialen Pole eines Elektromagnetes, deren einer flach, deren anderer zugespitzt ist. Das Licht wird durch den Polarisator eines Laurent'schen Saccharimeters und eine um 45° gegen die Durchbohrungen der Pole geneigte Glasplatte hindurch auf die Wismuthplatte geleitet, von ihr reflectirt, von der Glasplatte seitlich reflectirt und durch den Analysator untersucht. Bei Umkehrung der Richtung des magnetisirenden Stromes ergiebt sich, dass die Polarisationsebene um etwa 30′ im Sinne des die Magnetisirung bewirkenden Stromes gedreht wird. Da die Glasplatte für sich die Polarisationsebene beim Hin- und Hergange des Lichtes um 48′ dreht, bleibt für die Drehung bei der Reflexion am Wismuth eine dem Sinne der magnetisirenden Ströme entgegengesetzte Drehung von 18′. An einem Stahlspiegel ist die Drehung im letzteren Sinne 22′.

Zu Bd. IV, §. 95, Citat. Vergleiche auch die Berechnung von Moutier, Bullet. Soc. Philomat. [7] 7, p. 22, 1882*; Beibl. 7, p. 548*.

Zu Bd. IV, §. 97. Berechnungen des Potentials von Drahtrollen auf sich selbst und auf einander sind von Weinstein[2]) (vgl. Bd. IV, §. 1314, Anm.), namentlich auch in Bezug auf die zur Bestimmung des Ohms bisher benutzten Rollen, von Stefan[3]) und Fröhlich[4]) ausgeführt worden. Wir müssen in Bezug auf dieselben im Allgemeinen auf die Originalabhandlungen verweisen. Wir führen nur das folgende einfache Resultat von Stefan an.

Haben die Rollen gleiche Windungszahl $n$ und gleichen Radius $a$, ist $b$ die Breite, $c$ die Höhe des rechteckigen Querschnittes der Win-

---

[1]) Hurion, Compt. rend. 98, p. 1257, 1884*; Beibl. 8, p. 877*. — [2]) Weinstein, Wied. Ann. 21, p. 329, 1884*. — [3]) Stefan, ibid. 22, p. 107*. — [4]) Fröhlich, ibid. 19, p. 125, 1883*, 22, p. 117, 1884*.

dungen, $d$ der Abstand der beiden Mittelpunkte der Rollen, so ist das Potential derselben auf einander

$$Q = 4 \pi a n^2 z,$$

wo bei Berücksichtigung der Quadrate von $b/a$ und $c/a$ und auch der vierten Potenzen von $d/a$,

$$z = \left(log \frac{8a}{d} - 2\right)\left(\frac{3b^2 + c^2 + 18d^2}{96a^2} - \frac{15d^4}{1024a^4}\right) + \frac{7b^2 + 23c^2 + 60d^2}{192a^2} - \frac{29d^4}{2048a^4}.$$

Zu Bd. IV, §. 148. In gleicher Weise hat Falck[1]) die Polarisation verschiedener Metalle, Al, Au, Ni, Pt, Ag in Lösungen von $K_2SO_4$, KCl, KBr, KJ untersucht. Wir müssen wegen der Zahlenwerthe auf die Originalabhandlung verweisen. Die Anfangscapacitäten ergaben sich in Mikrofarads für 1 qmm für

| | Al | Ni | Pt | Au | Ag |
|---|---|---|---|---|---|
| $K_2SO_4$ | 0,0106 | 0,0091 | 0,0487 | 0,0714 | 0,1015 |
| KCl | 0,0132 | 0,0085 | 0,0894 | 0,1659 | 0,4776 |
| KBr | | | 0,1832 | | |
| KJ | | | 0,0487 | | 0,7914 |

Die Werthe sind also nach diesen Versuchen nicht einander gleich, sondern nur annähernd bei Aluminium und Nickel, was mit den Resultaten von Blondlot (Bd. II, §. 821) nicht übereinstimmt, bei denen sie indess für Platin und Schwefelsäure auch zwischen 0,75 bis 1,5 schwanken. Aus den Anfangscapacitäten $c$ berechnet sich die Dicke der elektrischen Doppelschicht $d = 1/4\pi c$ in Lösung von Bromkalium und Chlorkalium für

| | Nickel | Gold | Aluminium | Silber |
|---|---|---|---|---|
| $d^{-1}$ | 961 300 | 18 160 000 | 1 493 000 | 54 020 000 mm |

Zu Bd. IV, §. 151. Aus fortgesetzten durch Versuche bestätigten Rechnungen von Oberbeck[2]) folgt der Satz: Wirken auf cylindrische Eisen- und Stahlkerne überall gleiche und gleich gerichtete magnetisirende Kräfte, welche periodische Functionen der Zeit sind, so folgen die Veränderungen der magnetischen Momente denselben Gesetzen, wie für constante Kräfte, unter Berücksichtigung der bei schnellem Stromwechsel sehr erheblichen Einwirkung der in den Eisenkernen selbst inducirten Ströme.

Bei der Magnetisirung eines langen Eisenstabes an einer Stelle durch eine mit der festen Rolle eines Elektrodynamometers verbundenen Rolle, durch welche die durch einen Sinusinductor erregten Ströme hin-

[1]) Falck, siehe Oberbeck, Wied. Ann. 21, p. 145, 1884*. — [2]) Oberbeck, Wied. Ann. 21, p. 672, 1884*.

durchgeleitet wurden, umgab Oberbeck[1]) andere Stellen des Eisenstabes mit einer verschiebbaren, mit der beweglichen Rolle des Dynamometers verbundenen Rolle und bestimmte so die Verhältnisse der Magnetisirung an letzteren Stellen. Demnach pflanzen sich periodische Veränderungen des an einer Stelle eines langen Eisenstabes durch äussere Kräfte hervorgerufenen Momentes in der Weise fort, dass die Amplituden der Momente mit wachsender Entfernung von der Erregungsstelle abnehmen, wobei die Grösse der Abnahme nur von der inneren Beschaffenheit des Eisens abhängt und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit an sich sehr gross ist, aber durch die bei der Ausbreitung entstehenden Inductionsströme je nach den Verhältnissen mehr oder weniger verkleinert wird.

Bei anderen Versuchen hat Oberbeck[2]) eine Inductionsspirale eines Schlittenapparates ohne Eisenkern einerseits durch einen kurzen Schluss mit der einen Belegung eines Condensators, andererseits durch einen Flüssigkeitswiderstand $w$ mit der anderen Belegung desselben verbunden, die erste Belegung mit einem Elektrometer, die zweite mit der Erde verbunden. In der Inductionsspirale wurden zu gewissen Zeiten durch Oeffnen des Stromes in der darin liegenden inducirenden Spirale mittelst des §. 283 beschriebenen Apparates Ströme inducirt und eine bestimmte sehr kurze Zeit nachher die Verbindung zum Elektrometer unterbrochen. Die Oscillationen des inducirten Stromes laden den Condensator abwechselnd positiv und negativ. Dabei werden die Elektroden der Flüssigkeit polarisirt. Nach Elimination der Capacität des Condensators, wozu auch noch die Capacität der inducirten Rolle selbst kommt, findet Oberbeck bei Berücksichtigung der Leitung der Zwischenschicht des Condensators die Polarisation unmerklich, dagegen sinkt der Widerstand von verdünnter Schwefelsäure (5 Proc.) zwischen Platinelektroden und von Lösung von Kupfersulfat zwischen Kupferelektroden mit zunehmender Geschwindigkeit des Stromwechsels bis im Verhältnisse von 5 : 1. Das Ohm'sche Gesetz scheint hiernach in diesem Falle nicht gültig zu sein. Bei metallischen Leitern zeigten sich solche scheinbare Abweichungen vom Ohm'schen Gesetz nicht.

Fig. 356.

Cohn[3]) bemerkt indess, dass hierbei die Grundlagen der Rechnungen nicht ganz den experimentellen Anforderungen entsprachen, und wendet eine etwas abweichende Anordnung des Versuches an. Die Inductionsspirale $AB$ (Fig. 356) ist wiederum einerseits mit der einen Belegung eines Condensators $k$ (einigen mit Stanniol beklebten und mit Quecksilber gefüllten Reagirgläsern), anderer-

[1]) Oberbeck, Wied. Ann. **22**, p. 73, 1884*. — [2]) Oberbeck, Wied. Ann. **6**, p. 210, 1879*. — [3]) Cohn, Wied. Ann. **21**, p. 646, 1884*.

[illegible]

Sodann wurden auch die Widerstände $y$ und $z$ mittelst der Wheatstone'schen Brücke unter Anwendung eines kleinen Inductoriums als Stromerreger und eines Dynamometers in der Brücke mit einander verglichen.

Die Versuche ergaben, dass eine Phasendifferenz zwischen den Punkten $B$ und $P$ nicht existirt und die Verhältnisse der Widerstände sich bei Anwendung der Zahl der Stromwechsel von 1[illegible] bis 25000 nicht ändern. Somit ist auch für diesen Fall das Ohm'sche Gesetz bewiesen.

Schaltete man in den Schliessungskreis einer Inductionsrolle $a$ hinter einander vier Flüssigkeitszellen, die einen 1 und 4 mit grossen platinirten Platinblechen, die anderen 2 und 3 mit dünnen Platindrähten, oder 1 und 4 mit amalgamirten Zinkstäben, 2 und 3 mit Platinblechen in Zinkvitriollösung, und wurden Wechselströme in der Rolle erzeugt, so war ein Phasenunterschied in dem Verbindungsdrahte $b$ zwischen den Zellen 2 und 3 und in der Inductionsrolle durch ein Dynamometer, dessen bewegliche Rolle einmal zwischen 2 und 3, dann bei $a$ eingefügt wurde, nicht zu erkennen. Ebensowenig war dies möglich, als die Inductionsrolle $a$ durch zwei lange verticale, mit Kupfervitriollösung gefüllte und oben durch einen Draht $b$ verbundene Glasröhren geschlossen war. Die Elektricität bewegt sich also etwa wie eine incompressible Flüssigkeit [1]).

[1]) Cohn, Wied. Ann. 21, p. 667, 1884*.

Zu Bd. IV, §. 210. Eine Berechnung des v. Oettingen'schen Versuchs, wobei Oscillationen auftreten können, aus den bekannten Bewegungsgleichungen der Elektricität, s. Koláček, Ber. d. k. böhm. Ges. 1882*; Beibl. 7, p. 541.

Zu Bd. IV, §. 213. Auch bei der Entladung der Cascadenbatterie und der rheostatischen Maschine tritt kein dunkler Raum und kein Glimmlicht an einer Elektrode der Geissler'schen Röhren auf[1]), die Entladung ist oscillatorisch.

Zu Bd. IV, §. 282. Eine Berechnung der Strömungsverhältnisse der Elektricität in einem Drahte bei Berücksichtigung der Selbstinduction, s. Heaviside, Phil. Mag. [5] 2, p. 135, 1876*.

Zu Bd. IV, §. 318, Citat. Aehnliche Versuche über das Verschwinden des Magnetismus nach der von Felici bereits angewandten Methode, mit dem nämlichen Resultat, vergl. auch Stracciati, N. Cim. [3] 13, p. 35, 1883*; Beibl. 7, p. 550*.

Zu Bd. III, §. 603 und IV, §. 319. Vergl. auch die Versuche von Christiansen, Vidensk. Selsk. Skr. [5] 11, p. 277; Beibl. 1, p. 406*.

Citat zu Bd. IV, p. 373, Note. Riecke, Ueber die Bewegung der Elektricität in körperlichen Leitern, insbesondere über elektrische Schwingungen in einer leitenden Kugel. Abh. d. K. Götting. Ges. 21, 1876*.

Hertz, Induction in rotirenden Kugeln und Hohlkugeln, bei Bewegung eines Magnetpols über einer dünnen Platte und in einer rotirenden Scheibe. Dissertation, Berlin 1880*; Beibl. 4, p. 622*.

Zu Bd. III, §. 243 und IV, §. 394. In Betreff der Dämpfung von Schwingungen von grösseren Amplituden siehe ausser den §. 1317 citirten Abhandlungen von Chwolson und Dorn, auch Riecke, Gött. Abhandl. 30, 1883*; Beibl. 8, p. 138*.

Zu Bd. IV, §. 550, p. 446, Zeile 24 von oben. Schaltet man eine Flamme zwischen einem Bunsen'schen Brenner und einem in ihre Spitze eingesenkten Draht in die, eine Entladungsröhre enthaltende Schliessung einer Influenzmaschine ein, so erscheint eine sehr veränderliche Schichtung in der Röhre[2]).

Zu Bd. IV, §. 871, Anm. Schlagen Funken zwischen metallischen Hohlscheiben über, welche als Elektroden der Influenzmaschine dienen, so hört der Ton dabei bei allmählicher Annäherung der Scheiben vorübergehend auf, indem nur für bestimmte, durch die Zahl der Entladungen bedingte Töne die Scheiben mittönen[3]).

Zu Bd. IV, §. 886. Die Potentialdifferenz zur Erzeugung eines

---

[1]) Planté, Compt. rend. 86, p. 761, 1878*; Beibl. 2, p. 355*. — [2]) Holtz, Pogg. Ann. 160, p. 555, 1877*. — [3]) Holtz, Wied. Ann. 16, p. 366, 188[illegible]



Funkens von der Länge $l$ in Centimetern ist nach Foster und Pryson[1]) $V = 102\,l + 7{,}07$ und die dazu erforderliche Kraft für

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $l =$ | 0,142 | 0,284 | 0,497 | 0,9 |
| $k =$ | 154,76 | 133,35 | 131,66 | 138,57 |

Sie sinkt also erst mit der Funkenlänge und steigt dann wieder.

Zu Bd. IV, §. 892. Theilt man den Batteriestrom gabelförmig zwischen zwei gleichen, einander gegenüberstehenden Spitzenpaaren und erhitzt den einen Arm der so gebildeten Gabel, so geht nach Ritchie[2]) die Entladung leichter an der erhitzten Stelle über.

Zu Bd. IV, §. 1013. Versuche über die Entladung auf dünnen, auf Glas aufgetragenen Silberflächen und Graphitscheiben hat auch Dvořak angestellt. Die Figuren sind an den Elektroden strahlig, die positiven meist mehr verästelt als die negativen, bei Graphit mit Quer- und Längsstrichen durchsetzt. Dvořak, Wied. Ann. 19, p. 323, 1883*.

---

[1]) C. Foster u. Pryson, Chem. News 49, p. 114, 1884*; Beibl. 8, p. 731*. — [2]) Ritchie, Phil. Trans. 1828, p. 373*.



# Ausführliches Inhaltsverzeichniss.

(Die römischen Zahlen bezeichnen den Band, die arabischen den Paragraphen, N. den Nachtrag [1]).

## Erster Band.

## I. Allgemeine Eigenschaften der Elektricität.

### Historische Einleitung.

Uebersicht über die älteren Beobachtungen auf dem Gebiete der Elektricitätslehre.

### Erstes Capitel.

Erregung der Elektricität. Anziehung und Abstossung der beiden Elektricitäten. Leiter und Nichtleiter. Influenz. Elektrischer Strom und seine Wirkungen.



### Zweites Capitel.

Gesetze der elektrostatischen Wechselwirkung.



[1]) N. IV, 83 z. B. bezeichnet den Nachtrag zu Bd. IV, §. 83.

### Drittes Capitel.

#### Elektroskope und Elektrometer.



## II. Elektricitätserregung durch Berührung heterogener Körper. Grundgesetze des galvanischen Stromes.

### Erstes Capitel.

#### Elektricitätserregung durch Berührung heterogener Körper.

### Zweites Capitel.

Apparate.



## III. Verhalten verschiedener Körper gegen die Elektricität.

A. Leiter.

### Erstes Capitel.

Das Ohm'sche Gesetz und Folgerungen daraus.

## Zweites Capitel.

### Bestimmung des Leitungswiderstandes.

## Drittes Capitel.

### Bestimmung der elektromotorischen Kraft.

## Viertes Capitel.

### Galvanische Elemente.

# Zweiter Band.

## III. Verhalten verschiedener Körper gegen die Elektricität (Forts.).

### B. Schlechte Leiter.

### Erstes Capitel.

Dielektrische Ladung der Körper.



### Zweites Capitel.

Töne beim Elektrisiren. Aenderung des Volumens, der Gestalt, der Cohäsion und des optischen Verhaltens.

## IV. Beziehungen zwischen Elektricität und Wärme.

### Erstes Capitel.

Erzeugung von Elektricität durch Temperaturänderungen.

## V. Elektrochemie.

### Erstes Capitel.

### Elektrolyse.

## Zweites Capitel.

### Einfluss der Elektrolyse auf den Leitungswiderstand und die elektromotorische Kraft im Schliessungskreise.

## Drittes Capitel.

### Veränderungen der elektromotorischen Kraft der Metalle durch Einwirkung der umgebenden Flüssigkeit.

## Viertes Capitel.

### Arbeitsleistungen und Wärmewirkungen bei den elektrolytischen Processen.



## Fünftes Capitel.

### Theorie der Elektrolyse.



## Sechstes Capitel.

### Theorie der Elektricitätserregung beim Contact heterogener Körper.

---

## Dritter Band.

### VI. Wirkungen der elektrischen Ströme in die Ferne.

### A. Elektrodynamik.

#### Erstes Capitel.

Anziehung und Abstossung galvanischer Ströme.





### Zweites Capitel.

Verhalten der galvanischen Ströme gegen die Erde.



## B. Elektromagnetismus.

### Erstes Capitel.

Allgemeine Theorie des Magnetismus. Verhalten der Magnete gegen galvanische Ströme.

## Zweites Capitel.

### Magnetische und elektromagnetische Messmethoden.

## Drittes Capitel.

### Gesetze der Magnete und Elektromagnete.

## Viertes Capitel.

### Wechselbeziehungen zwischen dem Magnetismus und dem mechanischen Verhalten der Körper.

## Fünftes Capitel.

### Beziehungen des Magnetismus zur Wärme.

# C. Magnetisches Verhalten aller Körper.

## Erstes Capitel.

### Diamagnetismus.

### Drittes Capitel.

**Beziehungen des Magnetismus zur dielektrischen Polarisation, zur chemischen Verwandtschaftskraft, zur Krystallisation und Gravitation.**



---

## Vierter Band.

(Erste Abtheilung).

## D. Induction.

### Erstes Capitel.

**Induction in linearen Leitern.**

## Zweites Capitel.

### Einfluss der inducirten Ströme auf den zeitlichen Verlauf der elektrischen Ströme in linearen, in sich geschlossenen Leitern.

## Drittes Capitel.

### Induction in körperlichen Leitern. Rotationsmagnetismus.



## Viertes Capitel.

### Inductionsapparate, Inductorien, Magnetelektrisirmaschinen und dynamoelektrische Maschinen.

## VII. Elektrisches Verhalten der Gase.

### Erstes Capitel.

Entladungen in sehr verdünnten Gasen.

## Vierter Band.

Zweite Abtheilung.

### Zweites Capitel.

Verhalten der Gase von grösserer Dichtigkeit.

## Drittes Capitel.

### Lichtbogen.

### Viertes Capitel.

Elektricitätserregung beim Contact von Gasen und glühenden Körpern. Elektrisches Verhalten der Flamme.



## VIII. Absolutes Maass der elektrischen Constanten.

Zurückführung der elektrischen Constanten auf absolutes Maass.

## IX. Theoretisches Schlusscapitel.

### Hypothetische Ansichten über das Wesen und die Wirkungsweise der Elektricität.

---

# NAMENREGISTER.

Die römischen Zahlen bezeichnen den Band, die arabischen die Seite.

## B.

## C.

## D.

## E.

## F.

## G.

## H.

## I.



## J.

## K.

## L.

## M.



## N.

## P.

## S.

## T.

## U.



## V.

## W.



## Y.



## Z.

# SACHREGISTER.

---

Die römischen Zahlen bezeichnen den Band, die arabischen die Seite.

## B.



## C.

## D.

## E.

## F.

## G.

## K.

## L.

## M.

## Q.

## T.

## U.



## V.



## W.

## Z.

# Verzeichniss der Druckfehler.

## Band I.

Seite 48, Zeile 12 von oben lies im Nenner der Formel: $2\frac{a\,a^1}{b^2}\cos\beta$ statt $\frac{2\,a\,a_1}{b_2}\cos\beta$.

Seite 50, Zeile 22 von unten lies: $\alpha$ statt $a$.

Seite 66, Zeile 5 von oben lies: pro Quadratcentimeter gleich $0{,}09/8\,\pi\,r^2$ also.

Seite 71, Zeile 16 von oben lies in der Formel: $\left(\frac{b}{r_1}\right)^n$ statt $\left(\frac{b}{r_1}\right)$.

Seite 71, Zeile 17 von oben lies $\left(\frac{r}{a},\,\vartheta\right)$ statt $\left(\frac{r}{a}\,\vartheta\right)$ und $\left(\frac{b}{r_1},\,\vartheta_1\right)$ statt $\left(\frac{b}{r_1}\,\vartheta_1\right)$.

Seite 71, Zeile 15 von unten lies: $g$ statt $h$.

Seite 71, Zeile 9 von unten lies: $h$ statt $g$.

Seite 72, Zeile 5 und 9 von oben ist $g$ statt $h$ zu setzen.

Seite 72, Zeile 7 von unten lies in der Formel im 2. Gliede: $(a_{\rm I} - a_{\rm II})\,b^{n+1}$ statt $(a_{\rm I} - a_{\rm II})\,b^n$.

Seite 73, Zeile 3 von oben lies: $f(x)$ statt $f(x,\,\vartheta)$ und ist hinzuzufügen: wenn $\cos\vartheta = 1$ ist.

Seite 74, Zeile 9 von unten in der Formel für $V$ lies: $\frac{1}{2}$ statt $\frac{3}{2}$.

Seite 78, Zeile 8 von oben in der Formel $\sigma$ lies in der Klammer $r_1^3$ statt $r^3$.

Seite 99, Zeile 8 von oben lies: (m, sec) statt (mm, sec).

Seite 99, Zeile 10 von oben lies: 90 gr statt 163 gr.

Seite 99, Zeile 8 von unten lies: $(V_2 r_2 - V_1 r_1)/(r_2 - r_1)$.

Seite 99, Zeile 6 von unten lies: $r(V_1 - V_2)/4\,\pi\,r_1\,(r_2 - r_1)$.

Seite 106, Zeile 15 von unten lies: isolirten statt abgeleiteten.

Seite 116, Zeile 13 von unten lies in der Formel: $k$ statt $K$.

Seite 119, Zeile 9 von oben lies: $V = 1$ statt $L_1 = 1$.

Seite 119, Zeile 4 von unten lies: $E$ statt $K$.

Seite 120, Zeile 4 von oben lies: $SE$ zu $SI$ statt $SI$ zu $SE$.

Seite 120, Zeile 14 von unten lies: $r_1 < r_2$ statt $r_1 > r_2$.

Seite 122, Zeile 7 von unten lies: $(a_e - a_k)/a_e$ statt $a_e/(a_e - a_k)$.

Seite 127, Zeile 1 von unten lies: p. 324 statt p.

Seite 131, Zeile 18 von oben liess: $m\,m_1\,a_2$ statt $m\,m_2\,a_2$.

Seite 131, Zeile 17 von unten lies: $a_3$ statt $a_2$.

Seite 134, Zeile 15 von oben lies: $V_1\,V_1\,V_3$ statt $V_a\,V_b\,V_c$.

Seite 135, Zeile 12 von oben lies: $Q\,C_m/(C_m + C_n)$ statt $C_m/(C_m + C_n)$.

Seite 136, Zeile 8 von oben lies: $Q_1 = Q_2 = Q_3$ statt $Q_1 = Q_2 - Q_3$.

Seite 136, Zeile 16 von oben lies: $Q_1$ statt $E$.

Seite 144, Zeile 16 von unten lies: Fig. 48 statt Fig. 49.

Seite 147, Zeile 5 von unten lies: 3) statt 1).

Seite 171, Zeile 4 von oben lies: trockene statt tockene.
Seite 176, Zeile 13 von oben lies: $G_1$ statt $G$.
Seite 176, Zeile 24 und 25 von oben lies in den Formeln: $Gg$ statt $G$.
Seite 185, Zeile 2 von unten lies: 3) statt 2).
Seite 198, Zeile 9 von oben lies: in heberförmige Glasröhren endende Bindfäden statt „poröse Thonwand".
Seite 339, Zeile 3 von oben lies: $RCD$ statt $BCD$.
Seite 339, Zeile 14 von unten lies: 2,1 statt 3,4.
Seite 339, Zeile 13 von unten lies: 4,3 statt 5,1.
Seite 339, Zeile 12 von unten lies: 5 statt 2.
Seite 339, Zeile 4 von unten lies: (2,3) statt (3,4).
Seite 340, Zeile 20 von unten lies: $DA$ statt $EA$.
Seite 362, Zeile 1 von oben lies: Gesetze berechnen statt Gesetze.
Seite 362, Zeile 6 von unten lies: $r_4$ statt $r$.
Seite 363, Zeile 5 von oben lies: $V_b - v_b$ statt $V_b + v_b$.
Seite 365, Zeile 8 von unten lies: $IR + i_3 r_3 + i_4 r_4 = E$.
Seite 366, Fig. 137: der Pfeil in $ab$ ist umzukehren.
Seite 367, Zeile 14 von unten lies: $Z_2 K_2$ statt $BB_1$.
Seite 373, Zeile 10 von unten lies: $V_a$ statt $d\,V_a/d\,N$.
Seite 373, Zeile 2 von unten lies: Pogg. Ann. **69** statt **61**.
Seite 382, letzte Formel lies: $k$ statt $K$.
Seite 391, Zeile 3 von unten lies: p. 93 statt p. 1.
Seite 392, Zeile 30 von unten lies: 1857 statt 1859.
Seite 432, Zeile 3 von oben lies zweimal: 0 statt 5.
Seite 445, Zeile 16 von unten lies: $m m_1$ statt $s s_1$.
Seite 446, Fig. 161: der Pfeil in $ab$ ist umzukehren.
Seite 448, Zeile 21 von unten lies: Fig. 164 statt 162.
Seite 454, Fig. 167 lies rechts: $W_1$ statt $W$.
Seite 456, Zeile 11 von oben lies: 3 statt 1.
Seite 456, Zeile 25 von oben lies: Kupferdrahtleitung statt -lösung.
Seite 461, Fig. 169: der Pfeil in $ab$ ist umzukehren.
Seite 467, Zeile 4 von unten lies: Pogg. Ann. **142**, p. 418 statt **42**, p. 218.
Seite 483, Zeile 9 von oben lies: $AERBCGA$ statt $AREBCGA$.
Seite 486, Zeile 14 von unten lies: $CDKGeS$ statt $CDKeGS$.
Seite 486, Zeile 2 von unten lies: Raynaud statt Raynard.
Seite 490, Zeile 1 von unten lies: 1866 statt 1863.
Seite 495, Zeile 14 von oben lies: Fig. 191 statt 192.
Seite 502, Zeile 2 von oben lies: Centimeters statt Meters.
Seite 502, Zeile 3 von oben lies: 1 qcm statt 1 cm.
Seite 516, Zeile 1 von unten lies: Trans. Roy. Soc. Edinb. **29** [2], p. 599, 1880 u. 1881.
Seite 518, Zeile 2 von unten lies: $b/a^2$ statt $b^2/a$.
Seite 519, Zeile 2 von oben lies: $b/a^2 = 0{,}67$ statt $b^2/a = 60$.
Seite 519, Zeile 3 von oben lies: $(1 - 2a)^t$ statt $(1 - 2)a^t$.
Seite 525, Zeile 5 und 6 von oben lies: das letzte Zeichen — statt +.
Seite 542, Zeile 16 von oben lies: Keiser statt Kaiser.
Seite 546, Zeile 6 von oben lies: 588 statt 888.
Seite 546, Fig. 195 auf der Abscissenaxe lies: Minuten statt mm.
Seite 556, Zeile 1 von unten lies: 1 statt [4].
Seite 587, Zeile 4 von unten lies: 3413 statt 4131 (vergl. Pogg. Ann. **154**, p. 457).
Seite 624, Zeile 1 von unten lies: 565 statt 562.
Seite 626, Fig. 201 c. lies: $\alpha_1 \beta_1$ statt $\alpha \beta$.
Seite 626, Zeile 10 von unten lies: $h$ mit $m_1$ statt $h$ mit $m$.
Seite 634, Fig. 206 auf Linie $BZ_1$ lies: $r_1$ statt $r$.
Seite 639, Zeile 19 von oben lies: $E_1$ statt $E$.
Seite 641, Zeile 14 von oben lies: $E_1$ statt $E$.
Seite 648, Zeile 14 von unten lies: Fig. 218 statt 217.
Seite 716, Zeile 1 von unten lies: 1879 statt 1880.
Seite 719, Zeile 3 von unten lies: 1840 statt 1864.
Seite 737, Zeile 4 von unten lies: 1865 statt 1863.
Seite 745, Zeile 7 von oben lies: drei — vier statt zwei — drei

Seite 756, Zeile 2 von unten lies: der Zinkvitriollösung zu- und mit der der verdünnten Schwefelsäure ein wenig abnimmt.

Seite 757, Zeile 3 von oben lies: 1 : 1,03 statt 1,03 : 1.

Seite 757, Zeile 4 von oben lies: wächst statt sinkt.

Seite 769, Zeile 13 von oben ist beizufügen das Citat: Yeates, Journ. Telegr. Eng. 1872 Dec., p. 29; Dingl. Journ. **207**, p. 304, 1873*.

Seite 770, Zeile 1 von unten lies: 1879 statt 1875.

Seite 780, Zeile 6 von unten lies: statt des Citats 2: Aehnlich Fromme in Betreff der Kupfervitriollösung, Ber. der Oberhess. Ges. **21**, p. 1, 1883.

Seite 793, Zeile 2 von unten lies: 1881 statt 1882.

## Band II.

Seite 57, Zeile 2 von unten lies: 1875 statt 1874.

Seite 65, Zeile 14 von oben lies: dem Quadrat statt der Wurzel.

Seite 65, Zeile 18 und 19 von oben lies: beob. statt ber. und ber. statt beob.

Seite 120, Zeile 7 von oben lies: elektrische statt isolirende.

Seite 135, Zeile 10 von oben lies: Quincke statt Röntgen.

Seite 164, Zeile 10 von unten lies: $(D = 100)$ statt $(D = 1)$.

Seite 305, Zeile 16 von unten lies: 90 statt 9.

Seite 390, Zeile 6 von oben ist hinzuzufügen das Citat: W. Lenz, Pogg. Ann. **48**, p. 388, 1839*.

Seite 504, Zeile 29 von oben lies: [4]) statt [5]).

Seite 615, Zeile 1 von unten ist hinzuzufügen: siehe auch W. C. Reid, Polytechn. Notizbl. 1866, p. 111.

Seite 710, Zeile 16 von unten lies: 55,03 statt 8,03.

Seite 710, Zeile 15 von unten lies: 8,25 statt 55,03.

## Band III.

Seite 194, Seite 9 von unten lies: IX statt X.

Seite 209, Zeile 9 von unten hinter $\beta$ beizufügen: „$p$ der Abstand von $P$ von $AZ$".

Seite 210, Zeile 18 von oben lies: $Z$ statt 7.

Seite 210, Zeile 23 von oben lies: $z$ statt $Z$.

Seite 216, Zeile 13 von oben lies: $\frac{r_1^7 - r_0^7}{r_1^3 - r_0^3}$ statt $\frac{r_1^7 - r_0^3}{r_1^3 - r_0^3}$.

Seite 216, Zeilen 10 und 11 von unten lies: $\zeta$ statt $G$.

Seite 317, Zeile 19 von oben lies: $Const\sqrt{1 - \cos\alpha} = 2\, Const \sin {}^1\!/_2\, \alpha$.

Seite 317, Zeile 27 von oben lies: $D = MH/F$, $Const = \sqrt{MH/K}$ und ...

Seite 317, Zeile 28 von oben lies: $2\sqrt{KF/MH}\, \sin {}^1\!/_2\, \alpha$.

Seite 317, Zeile 1 von unten lies: $I = 2\,\frac{\sqrt{1+\zeta}}{\pi}\, TF \sin {}^1\!/_2\, \alpha$

$$= \frac{\sqrt{1+\zeta}}{n r^3}\, Hr\, T \sin {}^1\!/_2\, \alpha.$$

Seite 318, Zeile 2 von oben lies: $I = \frac{\sqrt{1+\zeta}}{2 n \pi^3}\, Hr\, T\alpha$.

Seite 495, Zeile 9 von unten lies: 2,3''' und 4,6''' statt 2, 3, 4, 6'''.

Seite 541, Zeile 14 von oben lies: $\mu$ statt $\alpha$.

Seite 632, Zeile 18 von unten lies: 3 statt 2.

Seite 659, Zeile 8 von unten lies: VII statt VI.

Seite 760, Zeile 1 lies die Ueberschrift der 7. Columne der Tabelle $\frac{m_0 - m'_0}{m_0}$ statt $\frac{m_0 - m_0}{m_0}$.

Seite 780, Zeile 20 von oben lies: 76 statt 79.

Seite 930, Zeile 7 von unten lies: 1,5555 statt 1,8555.

Seite 947, Zeile 6 von oben lies: 0,04173 statt 0,04267 und 0,04235 statt 0,0433.

Seite 947, Zeile 3 von unten lies: [5] statt [3].

## Band IV.

Seite 990, Zeile 14 von unten lies: elektromagnetischem statt elektrostatischem.

Seite 1042, Zeile 10 von oben ist in der Formel hinter $A^2$ das Zeichen [ und hinter $\cos(r_1 Ds_1)$ das Zeichen ] einzufügen.

Seite 1047, Zeile 2 von oben lies: $i i_1$ statt $i i$.

Seite 1047, Zeile 4 von oben lies: $i i_1$ statt $i i_1^1$.

Seite 1067, Zeile 14 von oben lies: 1467 statt 1167.

Seite 1069, Zeile 5 von oben lies: 1466 statt 1166.

Seite 1084, Zeile 11 von oben lies zweimal: $-8/C^2$ statt $8/C^2$.

Seite 1084, Zeile 7 von unten lies: $2\sqrt{2\beta W}$ statt $4\sqrt{2\beta W}$.

Seite 1101, Zeile 3 von unten ist in der Mitte hinter $i_1$ das Zeichen ( einzufügen.

Seite 1111, Zeile 18 von unten lies: dass nach statt dass.

Seite 1123, Zeile 1 von unten lies: [2] p. 194 statt [2].

Seite 1128, Zeile 1 von oben lies: $K\frac{dV}{dN} : \frac{dV}{ds} = K'\frac{dV'}{dN} : \frac{dV'}{ds}$.

Seite 1148, Zeile 23 und 27 von oben lies: 1417 statt 1117.

Seite 1151 in der Figur lies: $r$ und $r_0$ statt $\gamma$ und $\gamma_0$.

Seite 1173, Zeile 13 von oben ist dem Citat beizufügen: 2 edit. p. 290.

Seite 1181, Zeile 24 von oben lies: mit einer der statt mit einer.

Seite 1319, Zeile 4 von unten lies: p. 51 statt p. 80.